THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Francis FLOUX

ETUDE DU CHAUFFAGE DE LA MATIERE PAR LE RAYONNEMENT INTENSE D'UN LASER

Soutenue le 15 octobre 1973, devant la Commission d'Examen

MM. L. NEEL — Président

J.M. DOLIQUE
J.L. DELCROIX
F. DELOBEAU
G. LIDIN

— Examinateurs

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Francis FLOUX

ETUDE DU CHAUFFAGE DE LA MATIERE PAR LE RAYONNEMENT INTENSE D'UN LASER

Soutenue le 15 octobre 1973, devant la Commission d'Examen

MM. L. NEEL — Président

J.M. DOLIQUE
J.L. DELCROIX
F. DELOBEAU
G. LIDIN

} Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A mon fils THIERRY,

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534927_0034

Pages

REMERCIEMENTS 1

I. INTRODUCTION 3

I.1. Intérêt du laser en physique des plasmas 3
I.2. Intérêt du plasma laser en physique des plasmas 5

I.2.1. Problèmes du transfert d'énergie à la matière..... 5
I.2.2. Problème d'hydrodynamique 6
I.2.3. Comparaison des plasmas avec les plasmas obtenus par d'autres méthodes 6

I.3. Cadre de l'étude 8

I.3.1. Point de vue expérimental 8
I.3.2. Point de vue théorique 9

II. GENERALITES 11

II.1. Absorption de l'énergie laser 11
II.2. Caractéristiques des plasmas créés par laser 15
II.3. Historique des plasmas laser 16

III. INITIATION ET DEVELOPPEMENT DU CHAUFFAGE LASER 19

III.1. Rappels sur le chauffage des milieux gazeux 19

III.1.1. Modèle de la détonation radiative 19
III.1.2. L'onde de claquage 21

III.2. L'expérience 22

III.2.1. Le laser 22
III.2.2. La chambre d'expérience et la cible (figure 7) 25
III.2.3. Focalisation du faisceau sur la cible 26
III.2.4. Création et évolution du plasma 27
III.2.5. Mesure de la température électronique 39
III.2.6. Optimisation des paramètres du point de vue expérimental 51

III.3. Interprétation théorique 54

Pages

III.3.1. Le mécanisme de la déflagration radiative 54
III.3.2. Etude numérique 63
A. Equations et traitement numérique 65
B. Résultats 72

IV. CHAUFFAGE PAR CONDUCTION ELECTRONIQUE 89
IV.1. Généralités 89
IV.1.1. Bilan des pertes du plasma 89
IV.1.2. Développement du problème 92
IV.2. L'expérience 92
IV.2.1. Le laser 92
IV.2.2. La chambre d'expérience 95
IV.2.3. Cinématographie du plasma 96
IV.2.4. Mesure de l'énergie réfléchie par la cible 103
IV.2.5. Mesure de la température électronique 108
IV.2.6. Mise en évidence des réactions nucléaires de fusion ... 113
IV.2.7. Variations du flux total de neutrons 119
IV.3. Interprétation théorique 125
IV.3.1. Le modèle numérique 125
IV.3.2. L'écoulement 129
IV.3.3. Réflexion de la puissance laser 131
IV.3.4. Evolution des paramètres en fonction de la puissance .. 133
IV.3.5. Bilans d'énergie 139
IV.3.6. Conclusion de l'étude théorique 141

V. CONCLUSIONS 142
V.1. Rappels des résultats obtenus 142
V.2. Extension de ces études 144
V.2.1. Développement de diagnostics nouveaux 144
V.2.2. Influence de la longueur d'onde sur le processus de chauffage 145
V.2.3. Création d'ions lourds multichargés 146
V.2.4. Application à la fusion thermonucléaire contrôlée 147

REFERENCES 151

ETUDE DU CHAUFFAGE DE LA MATIERE PAR LE RAYONNEMENT INTENSE D'UN LASER

Ce travail de recherche a été effectué au Service de Physique Générale du Commissariat à l'Energie Atomique (Centre d'Etudes de Limeil).

Il est le résultat d'expériences de laboratoires, menées de 1968 à 1972, que j'ai eu le privilège de conduire, puis de diriger. Indépendamment des points originaux qui sont exposés en détail, nous avons essayé de confronter nos conclusions avec celles publiées depuis dans la littérature, afin d'apporter au lecteur une synthèse indispensable à la bonne compréhension de travaux encore trop récents.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur Louis NEEL qui a manifesté un grand intérêt pour ce travail et m'a fait le grand honneur d'avoir pour Président de Jury un prix Nobel de Physique. J'adresse tous mes remerciements à MM. les Professeurs J.M. DOLIQUE et J.L. DELCROIX qui ont bien voulu accepter d'être membres du jury de thèse.

Je voudrais exprimer toute ma gratitude à MM. DELOBEAU et G. LIDIN, chefs successifs du Service de Physique Générale, qui m'ont permis de mener à bien et qui, par leurs conseils éclairés ou leurs critiques, m'ont évité les nombreuses impasses qui se présentent au chercheur qui veut explorer un domaine nouveau. Je remercie également MM. A. BRIN et P. VEYRIE qui m'ont fait découvrir ce domaine et ont suivi mes premiers pas avec indulgence et attention.

Ma reconnaissance s'adresse bien sûr à tous mes collègues chercheurs, qui ont contribué, de près ou de loin, au succès de nos expériences.

- En premier lieu : MM. D. COGNARD, A. SALERES, qui ont participé très directement à beaucoup de travaux exposés dans ce manuscrit ;
- M. J.L. BOBIN, qui m'a apporté le concours de son expérience, ainsi que MM. J.P. BABUEL PEYRISSAC et C. FAUQUIGNON ;
- MM. R. AMMAN, J.L. BOCHER, H. CROSO, G. FAUCHEUX, D. MEYNIAL, et A. QUEFFELEC, sans l'aide technique desquels ces recherches n'auraient pu être menées à bien.
- M. LETEINTURIER-LAPRISE, pour son aide dans la mise au point et l'exploitation des codes numériques utilisés.

Je ne voudrais pas oublier :

- M.J. de METZ, pour son aide dans toute la partie "optique et physique du laser" ;

- MM. R. LECLERQ et R. ROUILLARD, pour les ensembles technologiques et cryogéniques qu'ils ont mis au point ;

- MM. C. DELMARE et E. LAVIRON, pour la partie électronique ;

- MM. C. FAURE, D. PARISOT et A. PEREZ, pour tout ce qui concerne la détection neutronique ;

- Mmes E. BONIFACIO et A. SERVAIS et Mlle S. MALTESTE, pour le soin qu'elles ont apporté à la présentation de ce manuscrit.

Enfin :

- tous ceux qui, comme MM. P. GUILLANEUX et A. SAUVE m'ont toujours apporté le soutien de leur amitié.

- A ma femme, qui a su créer le climat familial favorable à la rédaction de ce manuscrit et qui m'a toujours apporté son soutien et son réconfort.

I. INTRODUCTION

L'invention, en 1962, du laser à impulsion géante [1] dit aussi laser déclenché, a ouvert de nouvelles perspectives dans le domaine de la physique des plasmas et tout particulièrement des milieux à très hautes températures. La possibilité de chauffer du deutérium à plusieurs millions de degrés a été reconnue presque aussitôt [2] [3]. La création d'un plasma à la fois chaud et dense est cependant liée à la réalisation de lasers fournissant des énergies et des puissances très élevées (quelques dizaines de joules ; quelques gigawatts). Il a fallu ainsi quelques années pour augmenter de plusieurs ordres de grandeurs les performances des lasers en même temps que l'on apprenait à mieux connaître les mécanismes physiques par lesquels s'effectue le chauffage de la matière. Cet effort a conduit à la mise en oeuvre de deux expériences significatives, l'une à l'Institut LEBEDEV de Moscou, l'autre au Centre de LIMEIL du Commissariat à l'Energie Atomique.

Dans ces deux expériences, par ailleurs très différentes l'une de l'autre, un puissant faisceau laser frappe une cible solide contenant du deutérium : une émission de neutrons est observée, qui pourrait être l'indice d'une température de l'ordre de 10 millions de degrés. Bien que l'origine des réactions nucléaires de fusion ainsi engendrées ne soit pas encore élucidée, il n'en demeure pas moins que l'observation des neutrons constitue une étape importante, comme ce fut le cas dans l'étude des décharges électriques confinées poursuivie expressément en vue de réaliser la fusion thermonucléaire contrôlée.

I.1. Intérêt du laser en physique des plasmas.

Le laser représente un grand intérêt dans ce domaine de recherches sur le plan de la source d'énergie. Cette affirmation peut paraître hardie au premier abord du fait des possibilités énergétiques des systèmes à décharges électriques jusque-là utilisées en physique des plasmas (plusieurs dizaines de milliers de joules). Un exemple simple va nous permettre d'éclairer le problème qui se pose à l'expérimentateur.

Supposons que le but fixé soit un plasma contenant un nombre total de particules $N = 10^{16}$ portées à une température de 10^7 degrés. Nous ferons l'hypothèse que l'énergie fournie par la source au plasma se répartit de façon égale en énergie thermique et en énergie cinétique.

L'énergie totale contenue dans un tel plasma sera donc :

$$E_T = 2\ (\frac{3}{2}\ N\ kT)$$

soit dans l'exemple considéré : $E_T = 4{,}8$ J.

Mais aux températures élevées s'associent des pressions $p = \frac{N}{V}\ kT$ très élevées ($p = 10^{11}$ baryes) donc un mouvement rapide de la matière. Considérons que notre plasma occupe un cylindre de longueur ℓ à l'instant initial. Dans un mouvement monodimensionnel plan, l'énergie E_T devra être délivrée pendant un temps $t = \frac{\ell}{v_T}$ où v_R est la vitesse de la matière $\left[v_T = (2\ \frac{kT}{M})^{1/2}\ M \text{ masse d'un ion} \right]$. Pour du deutérium deutérium $\left[Z = 1, A = 2\right]$ et une température de 10^7 °K, $v_T \simeq 3 \times 10^7$ cm/s.

Nous allons maintenant comparer deux types de plasmas, l'un obtenu par laser, l'autre par décharge électrique rapide (plasma classique).

Grandeurs caractéristiques	Plasma laser	Plasma classique	
ℓ	3.10^{-2} cm	3.10^{-1} cm	
$t = \frac{\ell}{v_T}$	10^{-9} s	10^{-8} s	
Puissance $P = \frac{E}{t}$	$4{,}8.10^{9}$ W	$4{,}8.10^{8}$ W	
Temps de libération de l'énergie par la source τ_s	10^{-8} s	10^{-6}	10^{-5} s
Energie source nécessaire $E_s = P \times \tau_s$	48 J	480 J	4800 J

La conclusion de cette comparaison tient donc dans le mouvement du plasma au cours du chauffage qui impose à la source d'énergie de délivrer une puissance élevée. Par suite, l'énergie totale nécessaire pour entretenir un tel plasma sera directement proportionnelle au temps caractéristique de libération de l'énergie.

Au niveau de l'utilisation de l'énergie, il s'agira de déposer celle-ci dans le volume correspondant au nombre de particules N qu'on désire chauffer. Sur ce point, la possibilité de concentrer un faisceau lumineux grâce à une lentille de focalisation rend le laser particulièrement efficace pour obtenir de grandes densités d'énergie (nombre de joules déposés par cm^3). Une valeur moyenne pour une énergie laser de 50 J se situe entre 10^6 et 10^7 J/cm^3. En effet, le volume de la zone focale d'un objectif de concentration un peu performant est de l'ordre de 10^{-6} cm^3 (cylindre de 10^{-2} cm de diamètre pour $1{,}3.10^{-2}$ cm de longueur).

Cet avantage se double d'une particularité des plasmas créés par laser qui n'est pas sans intérêt pour l'étude des phénomènes. En effet, le plasma, de très petites dimensions, pourra sans peine être isolé des parois de la chambre d'interaction. Le problème de contamination par des impuretés et de refroidissement du plasma par contact avec des parois froides sera ainsi totalement ignoré.

Enfin, la durée de vie du plasma (c'est-à-dire quelques dizaines de nanosecondes) empêchera un grand nombre d'instabilités de se développer, bien que des mécanismes non linéaires puissent être créés au sein du plasma.

I.2. Intérêt du plasma laser en physique des plasmas.

Le laser étant une source très intense de photons, c'est évidemment dans le comportement de la matière sous haute densité de flux de rayonnement que réside l'intérêt essentiel de ces plasmas.

Avant d'essayer de les situer dans la gamme déjà étendue que constitue la physique des plasmas, le fait même qu'ils soient créés par des photons ouvre la voie à beaucoup de problèmes de physique fondamentale.

I.2.1. Problèmes du transfert d'énergie à la matière.

Ces problèmes sont liés au transfert macroscopique et microscopique du rayonnement laser à la matière et pourront prendre des aspects différents suivant la densité du matériau cible ou la valeur des densités de flux d'énergie de photons.

Dans un gaz [5] à [9], l'absorption par Bremsstrahlung électron-ion et les phénomènes de recombinaison sont prépondérants. Pour une cible solide, le Bremsstrahlung électron-neutre [10], [11] devient essentiel et il faut bien reconnaître qu'il a été quelque peu négligé jusqu'ici.

C'est le problème, par exemple, du milieu très dense ($n_o \sim 10^{22}$ cm^{-3}) faiblement ionisé, porté à des températures ne dépassant pas 50 000 à 100 000°K et auquel on hésite à donner le nom de solide ou celui de plasma.

Les effets non linéaires peuvent également avoir leur place dans ce type d'interaction, que ce soit au niveau de la création des premiers électrons dans la cible ou de l'influence qu'ils pourront exercer dans le mécanisme d'absorption à très haute densité de flux d'énergie. Depuis GOLD et BEBB [12] aux Etats-Unis, KELDYSH [13] en U.R.S.S., NELSON, GONTIER et TRAHIN [14], [15], en France, la possibilité d'absorption par effet photoélectrique multiple (depuis 2 jusqu'à 13 ou 14 photons) a été d'abord controversée par les partisans des théories classiques puis en partie vérifiée dans plusieurs laboratoires [16], [17]. Par contre, les théories d'absorption par Bremsstrahlung multiphotonique [13], [14] semblent requérir des seuils de densité de flux d'énergie qui ne pourront être atteints qu'avec la prochaine génération de lasers de puissance [18].

Il n'en reste pas moins que ces mécanismes ont beaucoup d'intérêt sur le plan de la physique fondamentale et font à l'heure actuelle l'objet d'études dans beaucoup de laboratoires.

Un autre aspect des problèmes est celui du comportement collectif des phénomènes et par suite l'interaction de populations intenses de photons et d'électrons, BABUEL-PEYRISSAC [19], puis PEYRAUD [20] ont montré théoriquement que certains effets négligeables comme le Compton stimulé, pouvaient devenir prépondérants devant le Bremsstrahlung électron-ion lorsque les deux populations en présence devenaient importantes (en particulier lorsque la température est très élevée). La prochaine génération de laser de puissance devrait permettre de mettre en évidence de tels mécanismes (densité de flux d'énergie voisine de 10^{14} W/cm^2). Récemment, les auteurs de [21] ont pu déceler un phénomène d'élargissement de la raie laser du côté des gran-

des longueurs d'onde. Il est possible que ce résultat expérimental puisse être attribué à une diffusion du rayonnement laser par un effet Compton induit [20].

Enfin, dans l'hypothèse d'un confinement magnétique du plasma, l'étude de l'influence du champ sur les processus d'absorption apparaît très intéressante du fait des valeurs très élevées qui sont envisagées (1 à 3 MG). Peut-être même, dans ce cas-là, pourrait-on rencontrer des effets non linéaires plus aisément, compte-tenu du couplage entre le champ magnétique de confinement et le champ électromagnétique créé par le laser.

I.2.2. Problèmes d'hydrodynamique.

Nous abordons maintenant une deuxième propriété de la source intense de photons qu'est le laser de puissance. Compte tenu du libre parcours moyen des photons infrarouges dans la matière (10^{-1} à 10^{-4} cm), il devient possible de déposer une énergie relativement importante (quelques joules) dans un très petit volume (10^{-4} à 10^{-5} cm^3). Il faudra donc s'attendre à ce que la matière réagisse violemment. C'est effectivement le cas et cette réaction se traduit extérieurement par un comportement hydrodynamique très marqué. Celui-ci va dépendre, bien sûr, des valeurs des libres parcours moyens des photons laser : d'abord dans la matière au repos, très rapidement ensuite dans le plasma créé où la loi d'opacité est compliquée du fait qu'elle dépend de la densité, mais également de la température [5].

C'est ainsi que suivant cette valeur d'opacité et les niveaux de densités de flux d'énergie utilisables au niveau du plasma, on peut parler d'onde de détente simple ou couplée avec une onde de chauffage [22], d'onde de détonation, heureusement quasi-stationnaire dans beaucoup de cas [23], [24] ; enfin en réduisant encore les dimensions des libres parcours moyens des photons laser et en augmentant la puissance délivrée, on arrive aux mécanismes d'onde de déflagration précédée d'un choc dans le solide et suivie d'une onde de détente dans le plasma en expansion [25]. Ce sera le cadre des expériences développées dans le présent travail de recherche.

Au-delà de certaines valeurs de température et donc de densité de flux d'énergie laser, le rayonnement doit être pris en compte dans l'écoulement.

Ce rayonnement peut être d'une part celui du laser, intervenant par son gradient de pression de rayonnement à la frontière de la zone d'absorption, mais aussi le rayonnement thermique du plasma (à plusieurs millions de degrés) lequel est accolé à un milieu dense et froid susceptible d'absorber les photons thermiques.

C'est sans doute là une possibilité unique d'aborder au laboratoire le problème du piston chaud radiatif et il apparaît très intéressant d'étudier l'influence du rayonnement sur le mouvement hydrodynamique pur, ainsi que les modifications éventuelles qui en découleraient. L'étude du transfert d'énergie nécessite alors d'aborder les problèmes de conduction thermique, électronique et radiative.

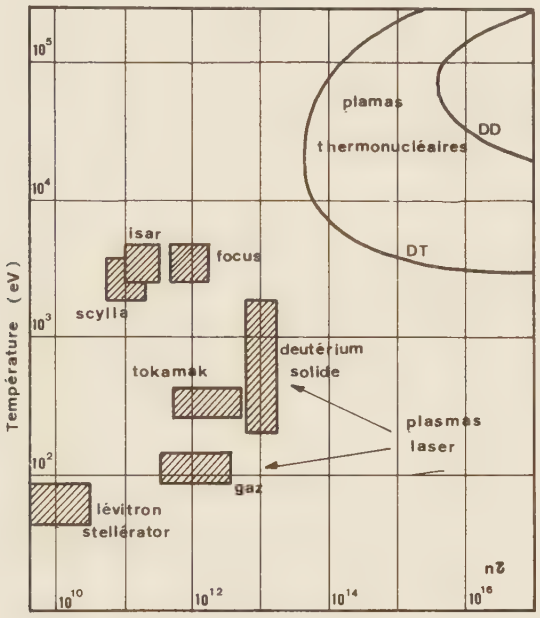
I.2.3. Comparaison des plasmas avec les plasmas obtenus par d'autres méthodes.

Nous aurons l'occasion, au chapitre II, de développer les principales caractéristiques des plasmas créés par laser. Il nous apparaît cependant utile d'essayer de les classer dans la gamme, déjà étendue, que constitue la physique des plasmas.

Nous avons choisi comme critère de cette classification les performances, c'est-à-dire la température, la densité et la durée de vie de ces deux premiers

paramètres. En d'autres termes, nous les classerons suivant leurs propriétés macroscopiques.

Il est certain que le développement des lasers de puissance a été inspiré en partie par des arrières-pensées de fusion. C'est pourquoi nous avons essayé de situer les plasmas créés par laser parmi les principaux plasmas étudiés dans le monde et essentiellement produits par des décharges électriques. C'est l'objet de la figure 1 où nous avons porté en abscisse le produit $n\tau$ (densité x durée de vie du plasma), et en ordonnée la température.



- Figure 1 -

A droite de la figure, la zone des plasmas thermonucléaires répondant au critère de LAWSON [26] ($n\tau > 10^4$ cm^{-3} x s et T $\sim 10^8$°K). Ces plasmas se rencontrent dans le soleil et les étoiles. Les températures y dépassent cent millions de degrés tandis que la densité est voisine de celle du solide, soit quelques 10^{22} cm^3.

Dans les plasmas créés à partir de décharges électriques on peut distinguer deux grandes classes :

- les machines dites "lentes" ou "statiques" caractérisées par une densité relativement faible ($n \sim 10^{12}$ à 10^{13} cm^{-3}) et un temps de confinement long ($\tau \sim 10$ à 500 ms). C'est le cas du STELLERATOR développé aux Etats-Unis ou de l'expérience TOKAMAK dont le succès actuel revient aux physiciens soviétiques.
- les machines dites "rapides" ou "dynamiques" utilisant une densité plus élevée ($n \sim 10^{16}$ cm^{-3}), mais conduisant à des durées de vie inférieures à 1 microseconde. C'est le cas des expériences SCYLLA IV (Etats-Unis, LOS ALAMOS) et ISAR (Allemagne, GARCHING) fonctionnant par compression radiale (Theta pinch) ou encore de la machine Focus (Etats-Unis - U.R.S.S. - Europe) qui met en oeuvre une compression radiale non cylindrique (compression focalisante).

Enfin, deux types de plasmas laser ont été représentés sur la figure. Le plasma obtenu à partir de cibles gazeuses (interaction en milieu infini) et celui dont il sera question par la suite, c'est-à-dire le plasma obtenu en focalisant le faisceau d'un laser sur un bâtonnet de deutérium solide isolé dans le vide (interaction en milieu semi-infini).

On voit donc la place privilégiée réservée à ce type de plasma, le seul, à l'heure actuelle, à avoir des densités comprises entre 10^{20} et 10^{22} cm^{-3}. Les températures électroniques seront comprises entre 1 et 20 millions de degrés, suivant les puissances laser utilisées et le type d'interaction développé. L'intérêt d'une telle situation ne réside pas encore dans une extrapolation vers la zone des plasmas thermonucléaires, car cette dernière est hors d'atteinte des possibilités actuelles à cause des énergies nécessaires (plusieurs centaines de milliers de joules). Mais, par contre, son privilège est de permettre au laboratoire, l'étude de milieux denses et chauds à trois composants, c'est-à-dire ions, électrons et photons et en particulier les interactions entre les différentes populations qui jouent un rôle fondamental dans l'hydrodynamique de ces milieux.

I.3. Cadre de l'étude.

Après avoir rappelé l'intérêt du laser en tant que source d'énergie et la place qu'occupent les plasmas ainsi créés dans la gamme déjà étendue que constitue la physique des plasmas, nous allons analyser maintenant les propriétés de ces plasmas et détailler les expériences réalisées dans le cadre du présent travail. Il s'agit, comme le titre l'indique, d'étudier le chauffage de la matière à des températures de plusieurs millions de degrés.

Dans ce domaine de recherches, une abondante littérature témoigne de l'intérêt de beaucoup de laboratoires français et étrangers. Les premières expériences ont été réalisées en 1963 aux Etats-Unis [30] et à l'heure actuelle ce sujet est au premier plan des préoccupations des spécialistes en physique des plasmas. Mais compte tenu de la grande variété des conditions expérimentales possibles, il nous a paru nécessaire de préciser, tant sur le plan expérimental que théorique, le cadre de nos prochaines préoccupations.

I.3.1. Point de vue expérimental.

1.1. Avant toute autre considération, nous éliminerons de notre étude la présence de champ magnétique extérieur qui peut être, dans certains cas, envisagé pour augmenter la durée de vie du plasma [31]. Notre but sera, en effet, de chauffer la matière en laissant à cette dernière le soin de se détendre "librement". Nous aurons d'ailleurs l'occasion de montrer que l'augmentation de la température du plasma est en partie liée à une évacuation rapide de la matière déjà chauffée.

1.2. Toutes les études que nous aurons l'occasion de développer se rapportent à la durée de l'impulsion laser pendant laquelle la matière est chauffée et les mécanismes entretenus par le dépôt d'énergie. Nous ne nous intéresserons que très rarement à la phase de refroidissement du plasma qui fait intervenir des processus souvent très divers et qui, de toute façon nécessitent la connaissance des paramètres du plasma pendant la phase qui nous préoccupe.

Notre échelle de temps sera donc de quelques nanosecondes, c'est-à-dire que les diagnostics expérimentaux seront très spécifiques et seront basés sur des systèmes électroniques très rapides (résolution temporelle de 1 à 3 ns).

1.3. Le problème du nombre total de particules chauffées est fondamental puisque nous disposons d'une énergie laser finie et nous avons vu au paragraphe I.1. que ce dernier est donc limité si nous nous imposons une valeur de température.

Certains auteurs ont imaginé de le fixer dès le départ en opérant sur des granules ou des gouttelettes de dimensions finies isolées dans le vide, que celles-ci soient en sustentation [32] ou en chute libre [31], [33], [34]. Dans ce cas, les dimensions de la cible restent très petites (sphères de 20 à 200 μ de diamètre, suivant l'énergie laser utilisée) et un très gros effort technologique est nécessaire pour obtenir une efficacité de tirs qui dépasse 20 à 30% (il s'agit de synchroniser l'arrivée du faisceau laser au foyer de l'optique de concentration avec le passage du granule à travers cette zone). On peut noter d'ailleurs que même après trois années d'efforts cette voie n'a pas encore été couronnée de succès.

De plus, l'expansion très rapide du plasma ainsi créé conduit à une absorption du faisceau laser qui dépasse rarement 25 à 30%. Ce faible rendement limite donc l'efficacité de chauffage dans ces conditions.

Une voie nouvelle, cependant, semble se dessiner avec le développement des lasers moléculaires au CO_2 dont la longueur d'onde et la durée d'impulsion (de quelques centaines de nanosecondes à quelques microsecondes) autorisent l'utilisation de champs magnétiques de confinement qui restent dans les limites des possibilités des techniques actuelles ($H \simeq 10^6$ oersted).

Nous avons choisi une voie entièrement différente et surtout mieux adaptée au cas du laser à verre au néodyme ($\lambda = 1{,}06\ \mu$). Notre cible sera massive, c'est-à-dire que ses dimensions seront grandes vis-à-vis de celles du plasma qui sera créé. C'est dire qu'un très grand nombre de particules se trouvera à proximité de la zone chauffée. Ceci peut-être une limitation sérieuse dans le cas d'une expansion latérale importante, mais cela constitue également la seule possibilité d'entretenir un phénomène de propagation d'ondes thermiques que nous allons nous efforcer d'engendrer. Sur le plan du bilan global d'énergie, ce phénomène est possible à condition d'absorber les photons sur des longueurs très faibles (de l'ordre de 10^{-2} cm) et donc d'intéresser à chaque instant dans le processus de chauffage un nombre de particules plus faible que le nombre total, compatible avec la température recherchée (voir exemple du paragraphe I.1.). Nous verrons d'ailleurs que, pour ce faire, la cible solide doit être obligatoirement isolée dans le vide (de l'ordre de 10^{-6} Torrs). Mais le fait qu'elle soit massive (dimensions de 1 à 2 mm) nous autorisera une technologie relativement simple, en tout cas très au point au niveau du laboratoire.

Enfin, cette configuration nous permettra d'absorber totalement l'énergie laser, tout au moins jusqu'à des températures déjà intéressantes de 5 à 6 millions de degrés.

1.4. L'utilisation d'impulsion laser de durée supérieure à 1 nanoseconde et surtout l'entretien de la zone chauffée va nous permettre de laisser aux électrons le temps de transferrer aux ions une partie de leur énergie. Nous aurons l'occasion, dans le chapitre IV (I et 1-2) de développer ce point essentiel. Résu-

mons-le en disant qu'au laboratoire cet effet se concrétise par la création de réactions nucléaires de fusion engendrées au sein du plasma chaud formé à partir d'une cible de deutérium solide. Le flux de neutrons produits, quoique pour l'instant relativement faible (10^2 à 10^4 neutrons), est cependant très reproductible, ce qui nous a permis de mettre en évidence, de façon décisive, la nature des réactions détectées. On ignore encore si celles-ci sont d'origine thermonucléaire ou au contraire engendrées par un mécanisme d'instabilité, mais leur présence ne peut s'expliquer que par des températures en tout cas supérieures à 4 ou 5 millions de degrés.

1.3.2. Point de vue théorique.

Des caractéristiques requises quant à la puissance laser nécessaire au chauffage (plusieurs gigawatts) et du choix que nous avons fait quant à l'expansion libre du plasma, il découle que l'étude des phénomènes hydrodynamiques sera essentielle pour atteindre les températures espérées.

Il nous sera donc nécessaire de connaître les paramètres thermodynamiques (température) et cinématique (vitesse de la matière) au cours de la phase de chauffage. Le fait que le dépôt de l'énergie soit réalisé par des photons nous amènera à considérer la propagation et l'absorption du rayonnement au cours du mouvement.

Nous avons déjà évoqué, au paragraphe précédent, la nécessité d'une absorption pelliculaire de l'énergie laser pour intéresser un nombre restreint de particules. Si cela est réalisé on pourra s'attendre à obtenir un plasma inhomogène en densité et température. De plus, si la puissance du laser est suffisamment élevée, et elle le sera, la zone d'absorption constituera une zone de discontinuité brutale pour les principaux paramètres du plasma (température, densité, vitesse). Compte tenu de l'expansion très rapide de ce dernier dans le vide, on engendrera une onde de choc dans le solide. Ce processus de chauffage s'appellera mécanisme de déflagration optique (ou radiative) et il s'agira de connaître les lois analytiques reliant T et u (température et vitesse matérielle) à la densité de flux d'énergie $\emptyset$ arrivant sur la cible ($\emptyset$ est égal à la puissance laser divisée par la surface d'impact).

Par suite, si la température est suffisamment élevée (quelques millions de degrés) le gradient existant dans la zone d'absorption (ou de déflagration) emmènera un flux de conduction thermique vers l'intérieur du matériau solide. Nous verrons que cette conduction non linéaire se fait par les électrons et grâce à une étude numérique nous pourrons étudier l'évolution des phénomènes au cours de l'impulsion laser.

Enfin, cette même étude nous amènera au problème du transfert de l'énergie, tant aux électrons par l'effet du rayonnement laser, qu'aux ions par collisions électrons-ions. Nous mettrons en évidence, au cours de ces différentes études, les principaux phénomènes tant physiques que technologiques qui viennent limiter à l'heure actuelle le chauffage d'une cible à Z faible à des températures de 10 à 12 millions de degrés.

II. GENERALITES.

Il s'agit dans ce chapitre de nous familiariser avec les plasmas créés par laser et en particulier de préciser leurs principales caractéristiques.

II.1. Absorption de l'énergie laser.

Nous considérerons essentiellement un mécanisme d'absorption linéaire pour lequel les forces agissant sur les électrons libres du plasma sont d'origine thermique. Le champ électrique de l'onde communique donc à ces électrons une vitesse faible devant la vitesse d'agitation thermique.

Cette hypothèse sera vérifiée si $\frac{eE}{m} \ll \sqrt{\frac{k\,T}{m}}$. Pour des températures comprises entre 10^6 et 10^7 °K, le champ électrique de l'onde devra donc être inférieur à 4.10^8 V/cm (valeur obtenue pour T = 10^6 °K). Cette valeur correspond à un flux d'énergie I = $4{,}25.10^{14}$ W/cm^2 $\left[I = \frac{E^2}{4\pi c} \text{ en unités CGS} \right]$. Dans les expériences qui vont suivre le flux d'énergie ne dépassera que faiblement 5.10^{13} W/cm^2, ce qui justifiera a postériori notre hypothèse.

Le calcul de l'absorption d'une onde électromagnétique à travers un plasma, dans le cas d'une interaction linéaire, peut être abordé de trois manières différentes.

- Tout d'abord, par l'intermédiaire de la théorie de H.A. KRAMERS [1] sur le freinage d'un électron dans le champ électrostatique d'un atome ou d'un ion (bremsstrahlung ou rayonnement libre-libre). Le processus inverse constitue notre problème si nous supposons la loi de KIRCHOFF vérifiée. C'est l'aspect quantique dans lequel on tient compte de l'émission induite et l'expression du coefficient d'absorption K est donnée par SPITZER [2].

  Le reproche essentiel qu'on peut faire à un tel traitement réside dans l'existence d'une fréquence au-delà de laquelle les photons émis par ce processus sont réabsorbés immédiatement par les électrons environnants. Autrement dit, l'onde ne se propage pas. Cette fréquence est appelée fréquence de coupure et nécessite, pour être mise en évidence, le traitement des équations de propagation pour le rayonnement émis.

- Une théorie microscopique de l'interaction a été développée en 1964 par DAWSON et OBERMANN [3]. Les auteurs utilisent l'équation de VLASOV linéarisée et les équations de MAXWELL. La difficulté consiste à introduire les collisions dans l'équation de VLASOV, mais la méthode est valable au niveau de la fréquence de coupure.

- Enfin, une troisième méthode, développée pour les astrophysiciens, considère l'aspect macroscopique du problème et a été développée par GINZBURG [4]. Dans cette étude, l'auteur considère l'équation de dispersion de l'onde et le calcul de la polarisabilité du plasma est effectué à partir de l'équation de BOLTZMANN. Ce traitement a l'avantage de présenter le problème sous un angle classique et les résultats restent valables quelle que soit la fréquence du rayonnement laser par rapport à la fréquence de coupure. L'expression du coefficient d'absorption en puissance est, dans ce cas :

$$K = \sqrt{2}\,\frac{\omega}{c}\left[\left[\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega}\,\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right)^2\right]^{1/2} - \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right)\right]^{1/2} \qquad (1)$$

où :

ω est la fréquence de l'onde laser ($\omega = 1{,}77.10^{15}$ Hz pour le verre au néodyme)

c est la vitesse de la lumière ($c = 3.10^{10}$ cm/s)

ν est la fréquence de collision

ω_p est la fréquence plasma : $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{m} n_e$ soit $\omega_p = 5{,}64.10^4\ n_e^{1/2}$ où n_e est la densité électronique en cm^{-3}.

La fréquence des collisions ν est la somme des fréquences correspondantes aux collisions électron-atome et électron-ion [4]. On négligera les collisions électron-molécules :

$$\nu = \nu_{e\,a} + \nu_{e\,i}$$

Si n_a et n_e sont les densités d'atomes et d'électron par cm^3, on obtient d'après SPITZER [3]:

$$\begin{cases} \nu_{e\,a} = 0.79.10^{-10}\ n_a\ T_e^{1/2} \\ \\ \nu_{e\,i} = \delta.1{,}84\ \dfrac{n_e\ \mathrm{Log}\,\Lambda}{T_e^{3/2}} \end{cases} \qquad (2)$$

En pratique, $\nu_{e\,a}$ pourra être négligé devant $\nu_{e\,i}$ pour $T > 10^5$ °K ce qui sera le cas général.

$$\delta = 1 \quad \text{si } \Lambda \geqslant 1$$

$$\delta = 0 \quad \text{si } \Lambda < 1$$

De son côté :

$$\Lambda = 1{,}24.10^4\ \frac{T_e^{3/2}}{n_e^{1/2}} \text{ pour } T_e < 4{,}2.10^5 \text{ °K}$$

$$\Lambda = 0{,}80.10^7\ \frac{T_e}{n_e^{1/2}} \text{ pour } T_e > 4{,}2.10^5 \text{ °K}$$

Λ est le rapport de la distance d'écran de DEBYE h au paramètre d'impact p_o correspondant à une déflexion de 90° (collisions lointaines). Dans les plasmas chauds ($T > 4{,}2.10^5$ °K) les collisions proches influencent la valeur de Λ qui doit alors être multipliée par $\left(\frac{4{,}2.10^5}{T}\right)^{1/2}$ [3]. D'où les deux expressions données ci-dessus. Dans les plasmas créés par laser Log Λ pourra varier entre 5 et 10.

a) Cas $\omega \gg \omega_p$

Revenons maintenant à l'expression (1) du coefficient d'absorption. La fréquence plasma ω_p est la fréquence des oscillations de charges d'espace à l'intérieur du plasma que nous supposons électriquement neutre ($n_e = n_i$ ou $Z = 1$). Si la fréquence ω de l'onde laser est supérieure à ω_p cette onde ω se propagera dans le plasma en subissant une atténuation exponentielle en amplitude $E = E_o \exp\left(-\frac{K}{2} x\right)$ suivant l'axe de propagation (x : distance parcourue par l'onde).

Dans notre expérience ν variera entre 10^9 et 10^{13} Hz, alors que la fréquence laser ω est égale à $1{,}77.10^{15}$Hz. On aura donc $\nu \ll \omega$.

On peut alors simplifier l'expression de K qui devient :

$$K \approx \frac{\nu}{c} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}}} \qquad (3)$$

H. HORA [5] a effectué le calcul de K en fonction de la température électronique T_e, la densité étant considérée comme paramètre. Nous avons représenté cette étude sur la figure 2 (courbes tracées pour le laser à verre au néodyme).

Lorsqu'on se trouve loin de la fréquence de coupure ($\omega_p/\omega \ll 1$) l'expression de K, compte tenu des valeurs de ω_p et $\nu_{e\,i}$, peut encore s'écrire dans le cas du deutérium :

$$K \approx 6{,}2.10^{-32} \frac{n_e^2 \, \text{Log}\,\Lambda}{T_e^{3/2}} \text{ cm}^{-1} \qquad \begin{cases} n_e \text{ en cm}^{-3} \\ T_e \text{ en degré} \end{cases}$$

Si l'on considère maintenant un milieu à Z différent de 1, l'expression de K doit être multipliée par Z^2.

La figure 2 montre l'importance de la densité électronique sur la valeur de K.

b) Cas $\omega \approx \omega_p$

Sur le plan purement mathématique, le calcul du coefficient d'absorption n'est plus valable au voisinage de la fréquence de coupure. On peut cependant, en première approximation, conserver l'expression générale de K [relation (1)] dans laquelle on considérera que $\omega = \omega_p + \varepsilon$, ε étant un infiniment petit. La relation (1) se simplifie alors pour donner :

$$K_c \approx \frac{\sqrt{2}}{c} \times \sqrt{\nu . \omega} \qquad (5)$$

l'indice c indiquant que nous sommes au voisinage immédiat de la coupure, soit en fonction de n_e et T_e :

$$K_c \approx 2{,}66.10^{-3}\left[\frac{n_{e_c}\ \mathrm{Log}\,\Lambda}{T_e^{3/2}}\right]^{1/2} \qquad (6)$$

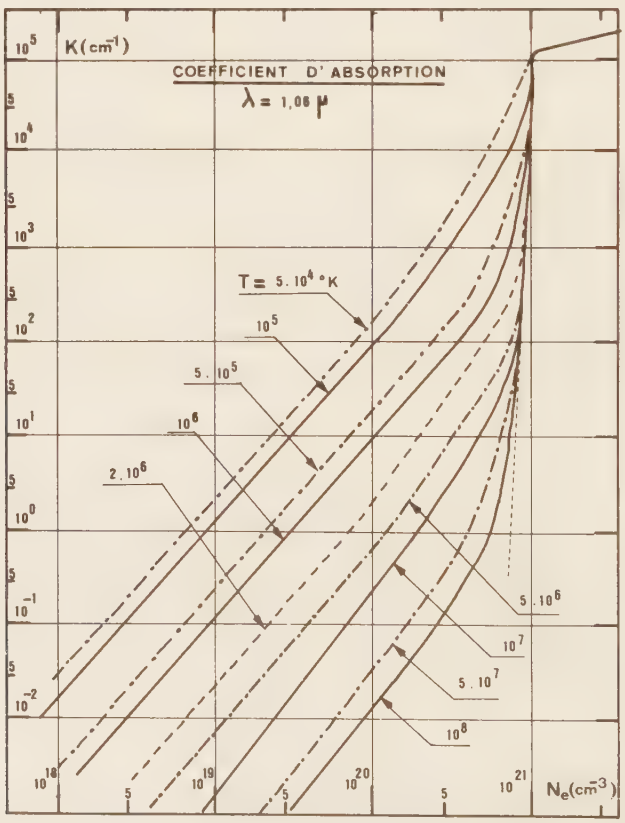
ou puisque $\omega \approx \omega_p = 5{,}64.10^4\ n_e^{1/2}$

$$K_c \approx 1{,}51.10^{-8}\left[n_{e_c}^2\ \frac{\mathrm{Log}\,\Lambda}{T_e^{3/2}}\right]^{1/2} \qquad (7)$$

Remarques : Dans notre problème la fréquence laser ω est bien définie. C'est la fréquence plasma ω_p qui peut varier, en particulier si le plasma est inhomogène. En égalant $\omega_p = 5{,}64.10^4\ n_e^{1/2}$ à ω, on définit donc une densité de coupure n_{e_c} dans le plasma, au-delà de laquelle le rayonnement laser ne peut plus se propager. On calcule aisément :

$$n_{e_c} = \frac{\omega^2}{(5{,}64.10^4)^2} = 0{,}98.10^{21}\ \mathrm{cm}^{-3} \qquad (8)$$

pour le laser à verre au néodyme ($\lambda = 1{,}06\ \mu$).



- Figure 2 -

c) Cas où $\omega \ll \omega_p$

Autrement dit, nous considérerons une zone du plasma dans laquelle la densité électronique n_e est supérieure à la densité de coupure n_{e_c}. Seule une onde évanescente pourra se propager dans le milieu.

L'expression simplifiée de K devient égale à :

$$K \approx 2 \frac{\omega_p}{c} \qquad (9)$$

soit encore :

$$K \approx 3{,}75.10^{-6}\ n_e^{1/2} \qquad (10)$$

Dans ce cas, K ne dépend plus de la température, mais le phénomène important pour le transfert du rayonnement devient alors la réflexion. Pour une onde se propageant dans le vide et frappant un tel plasma sous incidence normale, le coefficient de réflexion est donné par [4] :

$$R = \frac{\omega_p}{\omega_p + 2}$$

Si nous choisissons $n_e = 10^{21}$ cm^{-3} et une valeur moyenne pour T_e de 5.10^6 °K on trouve :

$$\omega_p = 1{,}78.10^{15} \text{ Hz} \qquad \nu = 1{,}16.10^{12} \text{ Hz}$$

et par suite R = 0,998.

C'est-à-dire qu'il y aura réflexion totale de l'onde.

II.2. Caractéristiques des plasmas créés par laser.

Le fait est qu'en focalisant un faisceau laser dans un milieu quelconque (gaz, solide, liquide), on crée un plasma. Nous nous sommes dans ce qui suit, restreints au domaine des plasmas à haute température, c'est-à-dire au-dessus du million de degrés.

La première caractéristique de notre plasma sera sa haute température. Voyons ce que cela implique :

a) Densité.

Nous avons vu au paragraphe précédent que le libre parcours moyen des photons ℓ_p dans le plasma est proportionnel à $T_e^{3/2}/n_e^2$ avec T_e et n_e valeurs de la température et de la densité électronique. Une application numérique simple montre qu'avec $T_e \geqslant 10^6$ °K, n_e doit être supérieur à 10^{18} cm^{-3} si on veut ℓ_p inférieur à 1 m.

La deuxième caractéristique de notre plasma sera sa HAUTE DENSITE (typiquement 10^{19} à 10^{21} cm^{-3}).

b) Volume.

Considérons maintenant la densité d'énergie dans le plasma $\mathcal{E} = \frac{3}{2}$ n kT. Avec $n = 10^{20}$ cm^{-3} et $T = 10^7$ °K, on trouve $\mathcal{E} = 2{,}4.10^4$ J/cm^3. Une telle densité d'énergie peut être atteinte à partir d'un laser de 50 J.

Il en résulte que le volume du plasma devra être inférieur à 2 mm^3 et constituera la troisième caractéristique du plasma : TRES FAIBLE VOLUME.

c) Durée de vie.

Cette durée de vie sera, dans notre contexte, le temps pendant lequel la température T est appliquée à la matière. Il est évident que la durée de l'impulsion laser elle-même est une limite supérieure qu'on ne pourra dépasser (le chauffage s'arrêtera avec l'injection de l'énergie laser). Donc au plus quelques dizaines de nanosecondes.

d) Détente de la matière chauffée.

Si nous considérons la pression qui s'exerce sur ce plasma $p = 2\ n\ kT$, on voit qu'avec $n = 10^{20}\ cm^{-3}$ et $T_e = 10^7$ °K, $p \sim 160$ kilobars. C'est-à-dire que la matière, si elle n'est pas confinée par des forces extérieures, aura tendance à fuir la zone de chauffage en se détendant très rapidement. Les vitesses d'expansion sont de l'ordre de 10^7 cm/s ce qui induit au sein du plasma lui-même de très forts gradients de densité et des ondes de choc. Ce phénomène réagit à son tour sur l'absorption de l'énergie laser qui dépend en chaque point des valeurs de n et T. Enfin, globalement, cette expansion conduit à une augmentation du volume de matière chauffée et, partant d'une énergie laser finie, à une diminution de la température appliquée à chaque particule. Il y aura donc lieu de tenir compte du mouvement du plasma dans l'étude du chauffage. C'est là la cinquième caractéristique du plasma laser.

Enfin, ayant transféré l'énergie des photons aux électrons du plasma, une partie de cette énergie sera transférée à son tour aux ions par collision inélastique. Il est bien évident que pour amorcer des réactions thermonucléaires par exemple, il est très important d'avoir une température ionique T_i la plus élevée possible. C'est pourquoi le temps d'équipartition de l'énergie $\tau_{e\ i}$ entre électrons et ions est un paramètre très important. SPITZER [4] en a donné l'expression dans le cadre d'un plasma totalement ionisé avec distribution des vitesses maxwelliennes. Une application numérique simple nous conduit au tableau suivant :

Deutérium { Z = 1 ; A = 2

n (cm^{-3}) \ T (°K)	10^7	10^8
5.10^{22}	51 ps	1,6 ns
10^{21}	2,6 ns	82 ns
10^{19}	160 ns	8,2 µs

C'est-à-dire que les durées des impulsions laser devront tenir compte de ces valeurs, compte tenu des températures à atteindre.

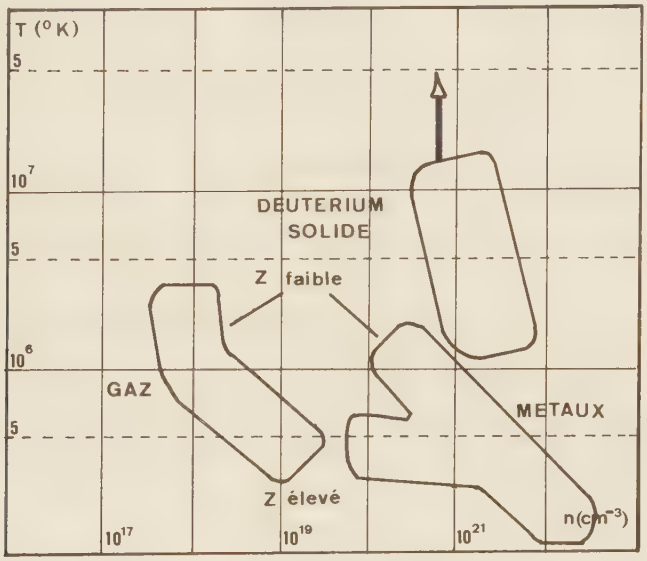
II.3. Historique des plasmas laser.

Les effets du laser sur la matière, que celle-ci soit à l'état gazeux ou solide, peuvent être différents suivant la nature de la cible et l'intensité du faisceau lumineux délivré par le laser.

On peut résumer, d'une autre manière qu'en II.2., les principales caractéristiques des plasmas ainsi créés. C'est l'objet du tableau ci-dessous :

Puissance laser	de 10^6 W	à quelques 10^9 W
Densité de flux d'énergie	de 10^9 W/cm^2	à quelques 10^{13} W/cm^2
Température	de quelques 10^3 °K	à plusieurs 10^6 °K
Densité	de quelques 10^{18} cm^{-3}	à quelques 10^{21} cm^3

Sur la figure 3, nous avons représenté les différents plasmas laser caractérisés par leur densité et leur température.



- Figure 3 -

Depuis huit années, les études dans ce domaine ont permis d'observer, d'analyser ces plasmas et d'accroître leurs performances. Après l'étude des cibles gazeuses et des cibles métalliques, on en est venu aux plasmas issus de cibles gazeuses condensées. A gauche, sur la figure, le domaine des plasmas issus de cibles gazeuses. Ils sont bornés en densité à une valeur de quelques 10^{19} cm^{-3} (soit une pression initiale de quelques atmosphères) et leur température maximum ne dépasse guère 1 à 3 millions de degrés. Nous reviendrons, au chapitre suivant, au mécanisme de chauffage qui permet d'atteindre de telles températures, mais afin de schématiser ce type d'interaction en milieu infini (dimensions du plasma très petites devant celles de la cible), nous noterons les principales limitations au chauffage :

- d'abord une absorption de l'énergie laser qui ne dépasse guère 50 à 60% dans les gaz à pression inférieure à 1 atm [6][7] ;
- ensuite une augmentation trop grande du nombre de particules au cours du mouvement du plasma [8];
- enfin, l'extinction quasi-totale du mécanisme de chauffage qui laisse place à un processus d'ionisation dynamique [8][9] dans lequel les températures ne dépassent

guère quelques 10^5 °K. Ce phénomène appelé aussi onde de claquage, se produit préférentiellement lorsque la pression du gaz dépasse 2 à 3 atmosphères, ou surtout lorsque le front de montée de l'impulsion laser est inférieur à une dizaine de nanosecondes [8], temps caractéristique de l'évolution de la densité électronique au-dessous de quelques 10^{18} cm^{-3} valeur pour laquelle une absorption importante de l'énergie laser peut être mesurée [9].

Le plasma issu de cibles métalliques se caractérise, lui, par une très forte densité pouvant aller jusqu'à celle du solide ($n_e \sim 10^{22}$ à 10^{23} cm^{-3}). Dans ce type d'interaction, l'absorption est donc totale, mais l'énergie qu'on doit fournir pour ioniser le milieu est importante et se trouve dépensée au détriment du chauffage effectif. Le record se situe, comme dans les gaz, entre 1 et 3 millions de degrés pour des éléments légers comme le béryllium (Z = 4) ou le carbone (Z = 6) [10][11]. Mais si l'on passe à l'aluminium (Z = 13), les températures ne dépassent pas un million de degrés du moins avec les flux actuellement réalisables [12].

Il était donc nécessaire, pour accroître ces températures, d'utiliser une gamme de cibles intermédiaires entre le gaz et le solide métallique. C'est le cas des gaz légers (Z faible) condensés à l'état solide ($n_e = 5.10^{22}$ cm^{-3} pour l'hydrogène solide) et en particulier, si l'on veut mettre en évidence des réactions de fusion, le deutérium solide. Sur la figure, nous avons représenté les caractéristiques très prometteuses d'un tel plasma, ainsi que le sens de l'augmentation de ces caractéristiques lorsqu'on parviendra à accroître encore la puissance des lasers.

D'un point de vue chronologique, les années 1964-1966 ont été consacrées aux études d'interaction avec les gaz, les années 1965-1967 aux études d'interaction avec les cibles métalliques, tandis que depuis 1967 beaucoup de laboratoires se sont orientés vers le deutérium à l'état solide soit sous forme de deutérure de lithium (DLi) à l'Institut Lebedev de MOSCOU et aux Etats-Unis, soit réellement à l'état condensé ce qui est notre cas.

III. INITIATION ET DEVELOPPEMENT DU CHAUFFAGE LASER.

Dans ce chapitre, nous allons étudier l'interaction d'une cible massive de deutérium solide avec un faisceau laser ayant une puissance crête de 1 à 2 10^9 W, une durée (à mi-hauteur) de 35 à 40 nanosecondes et surtout un front de montée de l'impulsion de plusieurs dizaines de nanosecondes.

Etant donné que certains phénomènes se produisant dans l'interaction d'un faisceau laser avec un gaz se retrouveront dans notre étude, il nous a paru nécessaire de rappeler les principales caractéristiques du chauffage des milieux gazeux, tout particulièrement du deutérium.

III.1. Rappels sur le chauffage des milieux gazeux.

L'initiation et le développement de l'ionisation dans ce type d'interaction a fait l'objet de nombreux travaux. En particulier les auteurs de [1] et [2] abordent le problème sous deux aspects fondamentalement différents.

Cependant, lorsque la densité électronique n_e du plasma a atteint une valeur de 10^{18} à 10^{19} cm^{-3}, un fait expérimental est incontestable : une absorption importante de l'énergie laser se produit et entraîne la mise en mouvement du plasma.

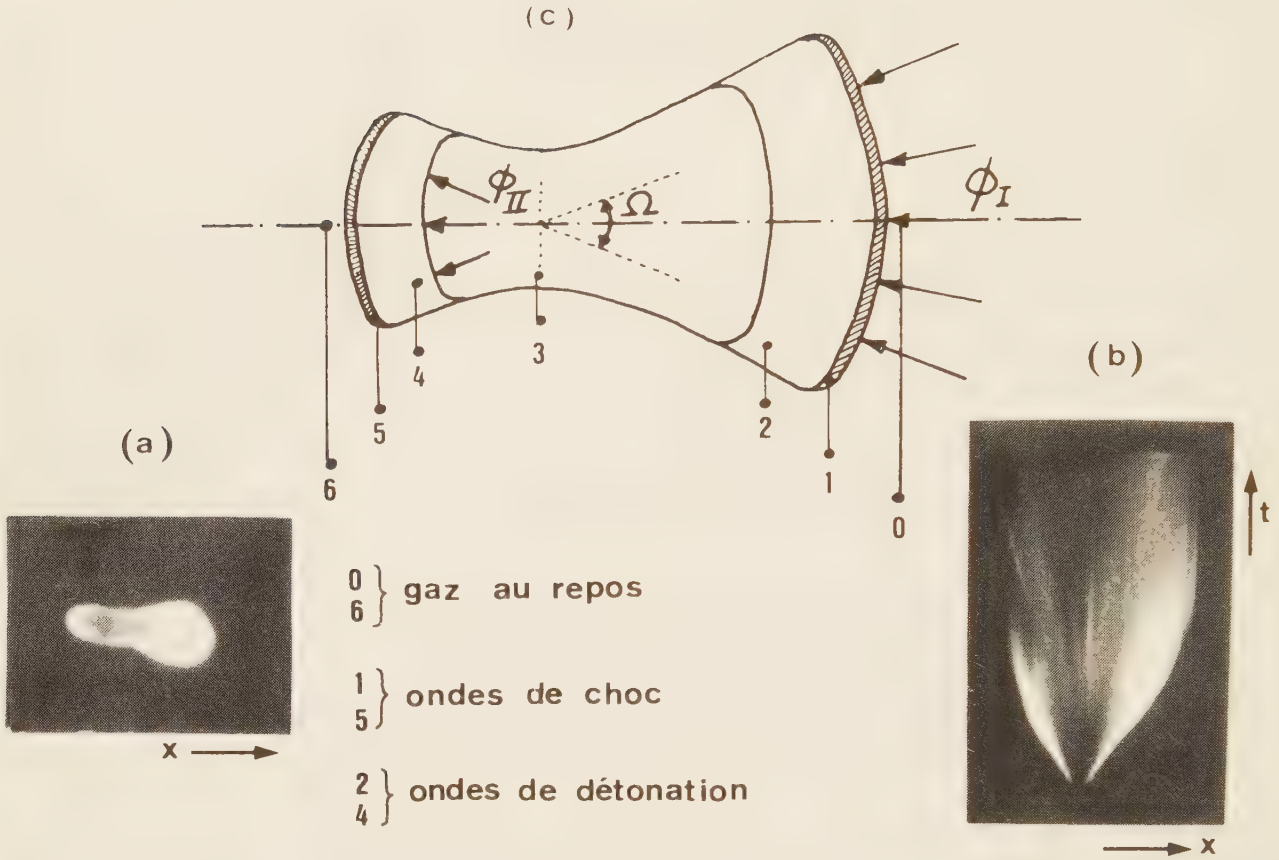
III.1.1. Modèle de la détonation radiative.

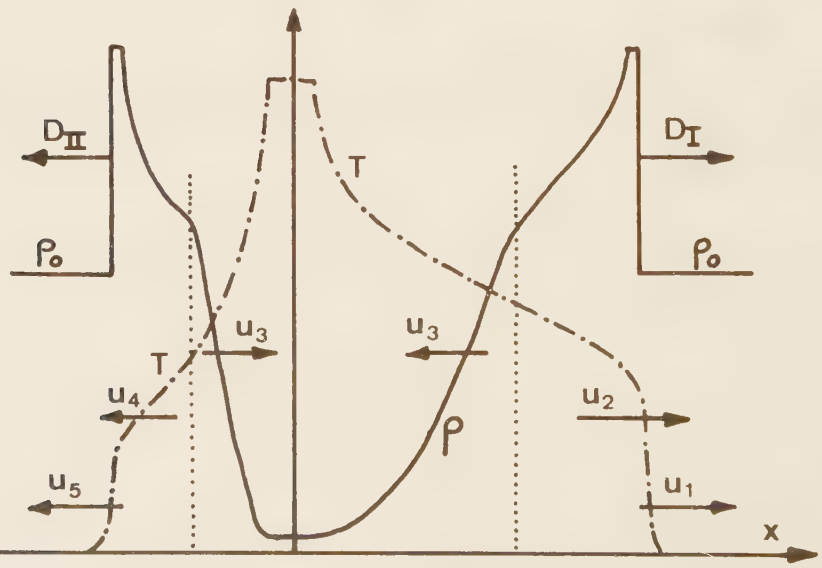
En même temps que l'absorption il y a chauffage de la matière et le mécanisme théorique, responsable des températures atteintes (1 à 3.10^6 °K) porte le nom de "détonation optique".

Sur la figure 4 nous donnons le schéma de principe et les profils théoriques des densités et températures dans l'écoulement.

Le plasma est créé au foyer de l'optique de concentration [a et b] où, pendant la phase d'absorption, se développe une onde de choc qui va évoluer à travers le milieu environnant. Les conditions de la figure 4 correspondent à une pression du gaz inférieure à 2 ou 3 atmosphères, valeurs pour lesquelles l'absorption des photons se fait à la fois dans les fronts avant et arrière du plasma [zones 2 et 4 - figure 4 (c)]. Expérimentalement, ces deux fronts de choc se développent de manière identique jusqu'à des pressions initiales du gaz de l'ordre de 0,8 atmosphère. Au-delà, l'opacité de la zone (1) est suffisante pour absorber fortement le faisceau laser : le plasma ne se développe alors que d'un seul côté [1] [3].

Deutérium Gazeux (1 atm)





- Figure 4 -

Par suite du dépôt très localisé de l'énergie laser (zone de la caustique de focalisation) l'onde de choc, créée initialement au foyer, n'est entretenue que dans l'angle solide Ω du faisceau. C'est ce qui explique la forme en "diabolo" du plasma.

Sur la figure 4 (c), nous avons schématisé les principales zones de celui-ci. Après une absorption partielle dans l'onde de détonation avant (1 et 2), les photons traversent la région focale où la densité a baissé (onde de détente 3) avant d'être absorbés dans l'onde de détonation arrière (4 + 5). Sur la figure 4 (d) sont représentés les profils théoriques des densités massiques ρ , des températures T et des vitesses de matière u.

Lorsque, dans le front avant de la boule de plasma, l'absorption est totale, le modèle analytique de la détonation optique [4][5][6] rend bien compte des résultats. On trouve alors les expressions :

$$\rho_1 = \frac{\gamma + 1}{\gamma} \rho_o \qquad (1)$$

$$D_1 = \left[2(\gamma^2 - 1) \frac{\phi}{\rho_o} \right]^{1/3} \qquad (2)$$

$$T_2 = \frac{\mathcal{M}}{x\ N\ k} \left[\frac{2\ \gamma^{3/2}\ (\gamma^2 - 1)}{(\gamma + 1)^3} \frac{\phi}{\rho_o} \right]^{2/3} \qquad (3)$$

où les quantités indicées o représentent le milieu au repos, celles indicées 1 le milieu sous choc et (2) le milieu après le passage du choc, dans la tête de l'onde de détente. Dans les expressions (1) (2) et (3) ρ est la densité massique ; D_1 la vitesse du front de choc ; ϕ la densité de flux d'énergie laser ; γ le coefficient adiabatique du gaz (pris, en général, égal à 5/3) ; $\mathcal{M}$ la masse moléculaire ; N le nombre d'AVOGADRO ; k la constante de BOLTZMAN ; enfin, x le degré de dissociation (égal à 4 dans le cas du deutérium moléculaire).

Lorsque l'absorption des photons n'est pas totale dans le front avant (cas de la figure 4) on doit alors remplacer ϕ par les valeurs ϕ_I et ϕ_{II}, correspondantes aux absorptions dans les fronts avant et arrière. Mais on ne peut trouver expérimentalement ces quantités. C'est pourquoi les modèles analytiques doivent alors être remplacés par une étude numérique pour interpréter correctement les résultats expérimentaux. C'est ce qui a été fait dans [1][7] et [8] qui confirment la validité du schéma de principe donné sur la figure 4, ainsi que les expressions (1) (2) (3) ci-dessus.

III.1.2. L'onde de claquage.

Nous verrons, au paragraphe III.2., que le plasma est toujours créé au foyer de l'optique de concentration, zone dans laquelle la densité de flux d'énergie ϕ est maximum ($\phi = \frac{P\ (t)}{\pi\ r_o^2}$ avec P (t) puissance laser et r_o rayon de la zone focale). Soit t_c l'instant pour lequel se produit le claquage.

Lorsque P (t) varie très rapidement (laser de quelques nanosecondes de durée) il est possible d'atteindre la valeur seuil ϕ_s dans une section πr^2 supérieure à la section πr_o^2 ($\phi_s \sim 10^{10}$ W/cm^2 dans le cas du deutérium) et ceci avant que l'onde de choc, créée au foyer, n'ait atteint cette région. Tout se passe donc comme si on créait un deuxième plasma à la distance $x = \frac{r - r_o}{t_g \alpha}$ (figure 5a)

Dans le cas où ce phénomène se produit de proche en proche, on obtient une ionisation successive des régions intéressées (cône de focalisation). Ce front d'ionisation est appelé onde de claquage et sa vitesse D' est donnée par [3].

$$D' = \frac{dx}{dt} = \frac{1}{tg\alpha} \frac{d}{dt} \left[\frac{P (t - t_c)}{\Omega \phi_s} \right]^{1/2} \qquad (4)$$

avec $\Omega = 2 \pi (1 - \cos \alpha)$

on voit que D" dépend non seulement de la puissance laser (ainsi que de son front de montée $\frac{dP (t - t_c)}{dt}$) mais également des conditions géométriques de focalisation.

Sur la figure 5 (b et c) sont représentées des photographies prises en caméra à fente du plasma créé, soit dans le deutérium gazeux (b), soit dans le deutérium solide (c). On reconnaît la même allure de phénomène dans les deux cas. Celui-ci peut être obtenu :

- soit en utilisant une bonne lentille de focalisation, mais une variation de P (t) très rapide (b.1 et c.1) ;
- soit avec une bonne lentille, mais un milieu hétérogène (c.2) ;
- soit enfin avec une mauvaise lentille et un milieu homogène (b.2).

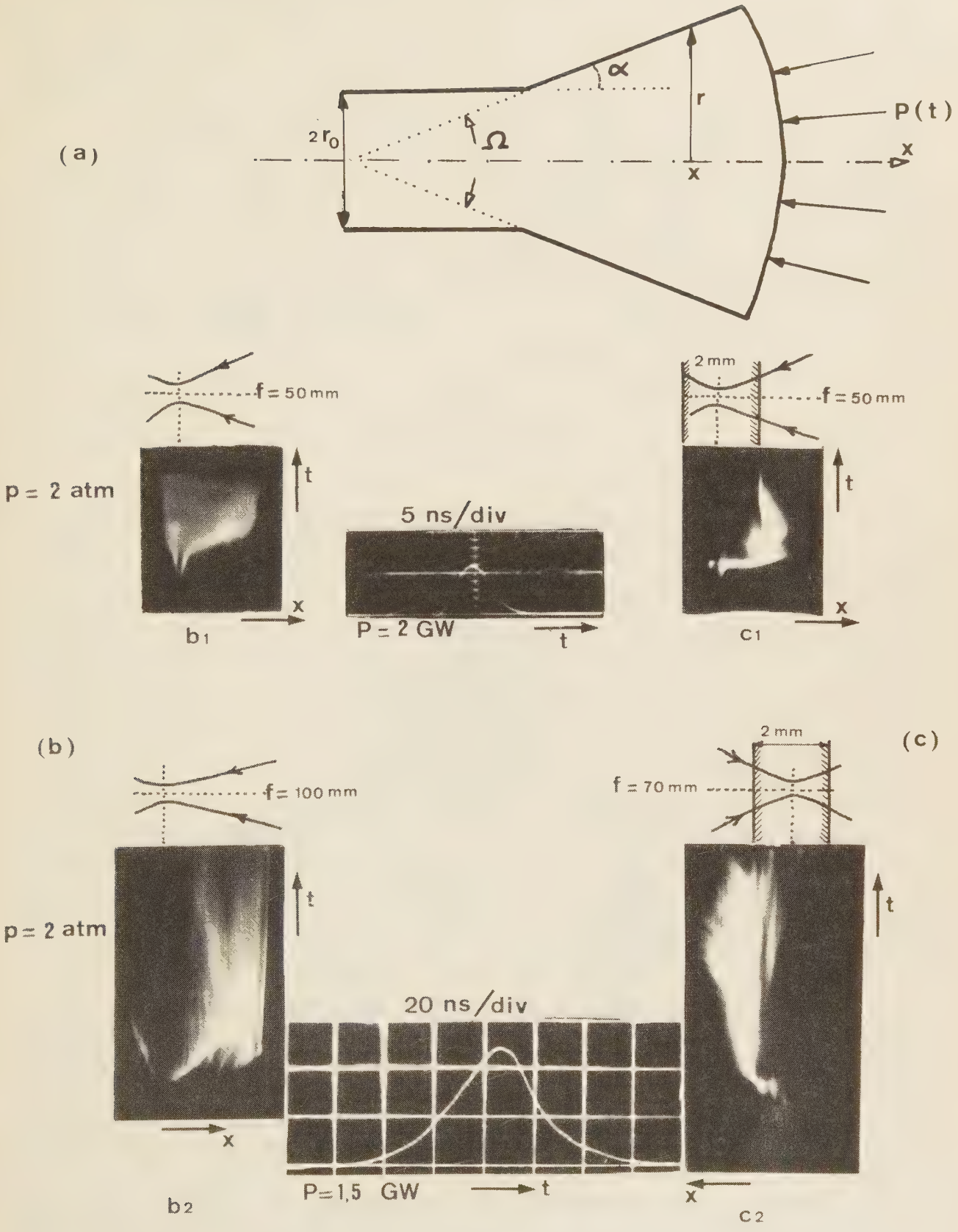
Dans tous les cas ci-dessus, le chauffage de la matière ne dépasse pas quelques 10^5 °K [5] car l'ionisation successive, créée au passage de l'onde de claquage, intéresse de nouvelles couches de matière et conduit à un volume chauffé très grand vis-à-vis de l'énergie laser absorbée. Il constitue donc un phénomène parasite à éliminer ou tout au moins à minimiser, tandis que le mécanisme de la détonation radiative permet d'atteindre de hautes températures ($T \sim 1$ à 3.10^6 °K) dans de faibles volumes ($V \sim 10^{-4}$ cm^3).

III.2. L'expérience.

Nous étudierons, dans ce chapitre, les conditions expérimentales qui permettent, à partir d'une cible solide isolée dans le vide, de porter la température du plasma à 4 ou 5.10^6 °K, tandis que la densité de matière sera comprise entre 10^{20} et 10^{21} particules/cm^3, soit 10 à 100 fois la densité initiale d'un gaz à pression normale ($n_{gaz} \sim 10^{19}$ cm^{-3}).

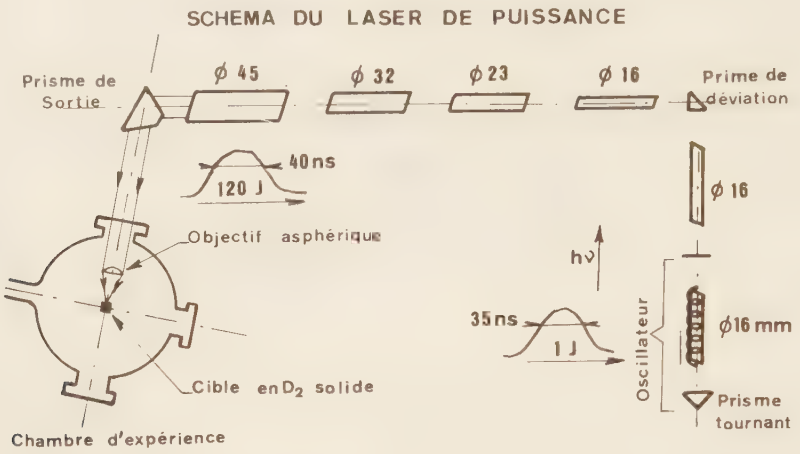
III.2.1. Le laser.

Construit par la Compagnie Générale d'Electricité, dans ses laboratoires de MARCOUSSIS, le laser L.5. se compose d'un oscillateur déclenché par prisme tournant suivi de 5 étages d'amplification (figure 6). L'élément actif est constitué par des barreaux de verre dopé au néodyme dont la longueur d'onde d'émission est égale à 1,06 µ. Partant d'un diamètre d = 16 mm pour l'oscillateur et les deux premiers am-


(a)
2r0
Ω
α
r
x
P(t)
f = 50 mm
p = 2 atm
t
x
b1
5 ns/div
P = 2 GW
t
2 mm
f = 50 mm
t
x
c1
(b)
f = 100 mm
p = 2 atm
t
x
20 ns/div
P = 1,5 GW
t
b2
(c)
2 mm
f = 70 mm
t
x
c2
D2 gaz
D2 solide

- Figure 5 -

plificateurs, la limite pratique de fracture du verre (10 J/cm^2) impose l'utilisation de diamètres croissants (23, puis 32 mm) jusqu'à l'étape de sortie de 45 mm.



- Figure 6 -

L'impulsion de l'oscillateur a une durée de 35 à 40 nanosecondes et une énergie de 1 J. Après amplification, l'impulsion finale atteint, au maximum, 100 à 120 J pour la même durée. La puissance maximum est donc voisine de 3.10^9 W, en l'absence de cible sur le faisceau. Par contre, en présence de cette dernière, on constate un élargissement de l'impulsion jusqu'à 60 à 80 ns au lieu de 35 à 40 initialement, et par conséquent une baisse de la puissance maximum utilisable d'un facteur voisin de 2. Cet effet est généralement attribué :

- soit au phénomène de superradiance [9] qui dépeuple les états métastables avant la fermeture de la cavité de l'oscillateur ;
- soit à une réflexion d'une partie du faisceau laser sur le plasma qui est amplifiée en retour dans la chaîne et réfléchie à nouveau en sortie de l'oscillateur avant de venir se mélanger avec la deuxième partie de l'impulsion incidente.

Nous verrons, au chapitre IV, comment de tels phénomènes ont été, par la suite, supprimés. Pour l'heure, nous nous sommes bornés à une énergie maximum, variant entre 60 et 80 J, pour laquelle les limitations ci-dessus n'ont pas d'influence notable sur la durée de l'impulsion. De plus, ces caractéristiques "réduites" nous autorisent un grand nombre de tirs (entre 4 et 5000).

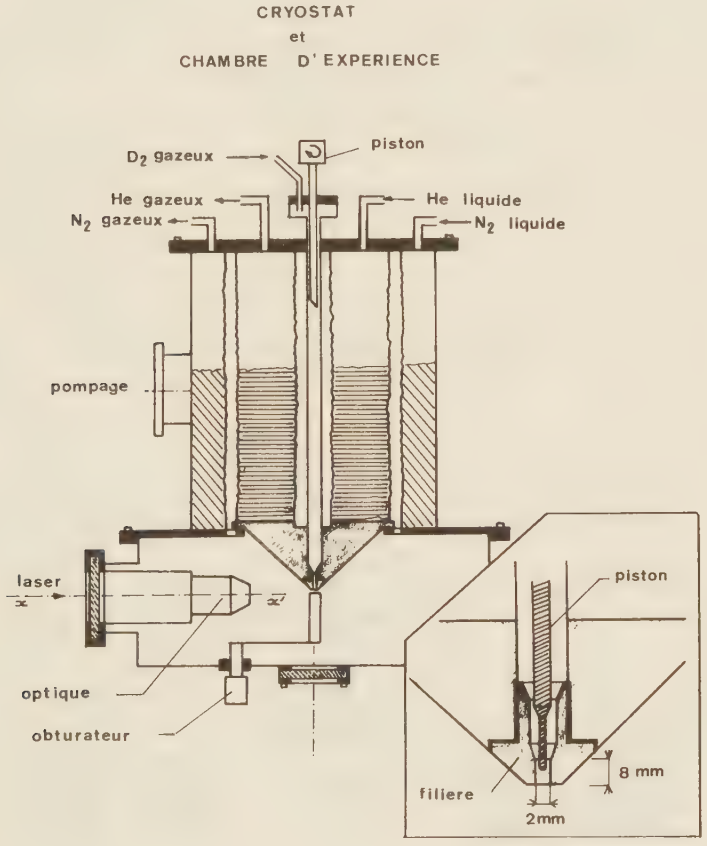
La variation de l'énergie est obtenue à partir de la tension appliquée aux flashes hélicoïdaux qui réalisent le "pompage" du matériau actif (tension variable de 9 à 11,5 kV). D'autre part, un calorimètre à cône de graphite permet de mesurer cette énergie par conversion thermoélectrique, tandis que la forme de l'impulsion laser est enregistrée sur un oscilloscope rapide (Tecktronix 585 A ou 517) à l'aide d'une cellule photoélectrique CVHC.20 dont le temps de montée est de l'ordre de 0,2 ns.

Enfin, un signal électrique de synchronisation, lié à la rotation du prisme, permet d'obtenir une impulsion électrique (environ 100 volts) qui précède celle du laser. L'avance en est réglable de 0 à 1 µs avec une erraticité de 10 à 15 ns. Ce système permet de déclencher les appareils de mesure en vue d'étudier les phénomènes pendant la durée de l'impulsion laser.

III.2.2. La chambre d'expérience et la cible (figure 7).

Le faisceau laser est focalisé à l'intérieur d'une chambre à vide ($p \sim 10^{-6}$ torr) comportant 8 hublots et dont le diamètre est de 500 mm. Cette chambre est surmontée par un cryostat à bain d'hélium à l'intérieur duquel est fabriquée la cible de deutérium solide.

La figure 7 montre le dispositif expérimental utilisé dans cette première série d'expériences. Une enceinte externe est remplie d'azote liquide (- 195°C) et permet le refroidissement de l'ensemble de l'appareillage. Une deuxième enceinte, remplie d'hélium liquide (- 269°C), est en contact à sa partie inférieure avec une pièce massive en cuivre qui constitue la base du cryostat et à l'intérieur de laquelle se trouve le conduit d'extrusion de la cible. Une filière à orifice calibré permet de choisir la forme désirée pour le glaçon de deutérium solide, en l'occurence une section carrée de 2 mm de côté.



- Figure 7 -

Le gaz est introduit à la partie supérieure du cryostat et vient se solidifier dans le col de la filière où la température est estimée à 10 ou 15°K (le deutérium se solidifie entre 18 et 21°K). Il est ensuite extrudé sur 1 ou 2 cm à l'aide d'un piston commandé de l'extérieur et vient se positionner au centre de la chambre d'expérience. Notons que la cible, ainsi élaborée, est maintenue à la filière par les contraintes cristallines et reste à l'état solide pendant quelques 10 minutes, ce qui nous permet de régler l'optique de focalisation et effectuer le tir laser dans des conditions de fiabilité satisfaisantes.

III.2.3. Focalisation du faisceau sur la cible.

L'objectif de concentration du faisceau est monté sur une platine micrométrique qui permet les déplacements avec une précision de l'ordre de 100 µ. Lorsque la cible a été positionnée au centre de la chambre, on intercale dans l'axe du faisceau laser, une lunette infrarouge réglée sur l'infini. On fait ainsi coïncider par autocollimation le foyer de l'optique et la surface de la cible. Compte-tenu de la faible luminosité du système, la précision ne dépasse pas 150 µ.

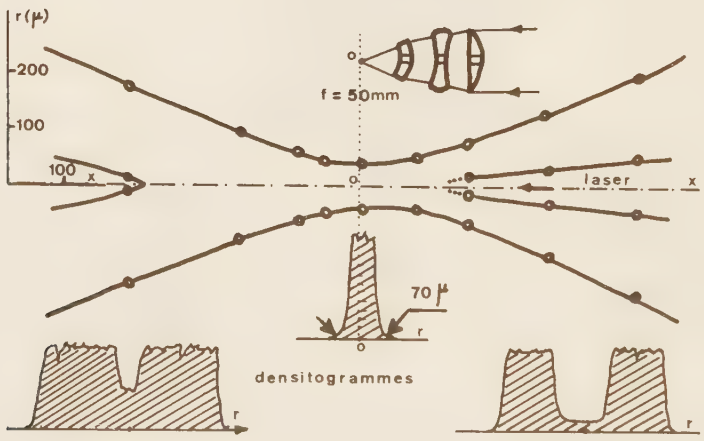
Partant de cette position, on peut alors déplacer la lentille d'une quantité donnée pour focaliser le faisceau de part et d'autre de la surface de la cible.

Nous avons utilisé successivement deux types de lentilles de focalisation :

- le premier est constitué de 3 lentilles formant un triplet convergent et a été mis au point par la C.G.E.
- le second est un objectif simple, dont la face de sortie est un plan et la face d'entrée du faisceau une surface asphérique calculée point par point par J. de METZ [10] et réalisé par l'Institut d'Optique de PARIS [11]. Dans ce cas les aberrations géométriques du système sont rigoureusement nulles.

Ces deux objectifs ont une focale de 50 mm et une ouverture voisine de f/1. La figure 8 montre la caustique de focalisation du système C.G.E.. L'expérience consiste à focaliser le faisceau laser par l'objectif à étudier et à faire l'image de la zone focale à travers un objectif de microscope [12]. On voit qu'en l'absence de cible le diamètre focal est de l'ordre de 70 µ.

ETUDE DE L'OBJECTIF C.G.E.



- Figure 8 -

La même expérience, réalisée sur l'objectif asphérique, donne une valeur maximum de 30 µ (la limite inférieure donnée par la diffraction serait de 2 µ).

Expérimentalement, cet objectif asphérique résiste beaucoup mieux au faisceau laser que l'objectif C.G.E. et peut supporter une centaine de tirs (E ~ 80 J à 100 J) sans détérioration. Un trou central de 6 mm permet en effet d'éviter la focalisation des réflexions internes à la lentille. La perte d'énergie due à ce trou n'est que de 2% environ (rapport des surfaces).

C'est pourquoi les expériences commencées avec l'objectif C.G.E. ont ensuite toujours été conduites avec la lentille plan-asphérique. L'ensemble lentille asphérique-cible a été photographié avec un grandissement de 4 et se trouve reproduit sur la figure 9.

REMARQUES :

La présence de la cible au foyer de l'optique introduit un dioptre certainement très imparfait. Il faudra donc s'attendre, dans l'expérience à trouver un diamètre focal à l'intérieur du glaçon plus grand que 70 ou 30 µ. C'est effectivement le cas et les photographies du plasma dans sa première phase d'expansion donnent une valeur voisine de 150 à 170 µ. Le phénomène d'expansion latérale conduit d'ailleurs au même sens de variation de la zone focale.

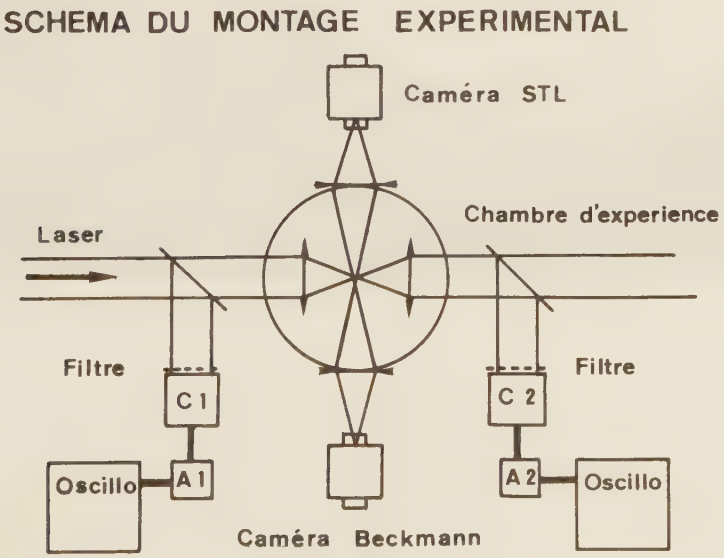
III.2.4. Création et évolution du plasma.

La figure 10 montre le schéma du montage expérimental.

- Les diagnostics utilisés dans ce paragraphe sont :
  - . la mesure de l'énergie absorbée ;
  - . la cinématographie en images intégrales (caméra BECKMAN de temps de pose égal à 5 ns) ;
  - . la cinématographie en caméra à fente (caméra STL dont la vitesse de balayage est 0,25 ou 0,5 mm/ns) ;
  - . un dispositif de chronologie destiné à situer les phénomènes enregistrés par rapport à l'impulsion laser.

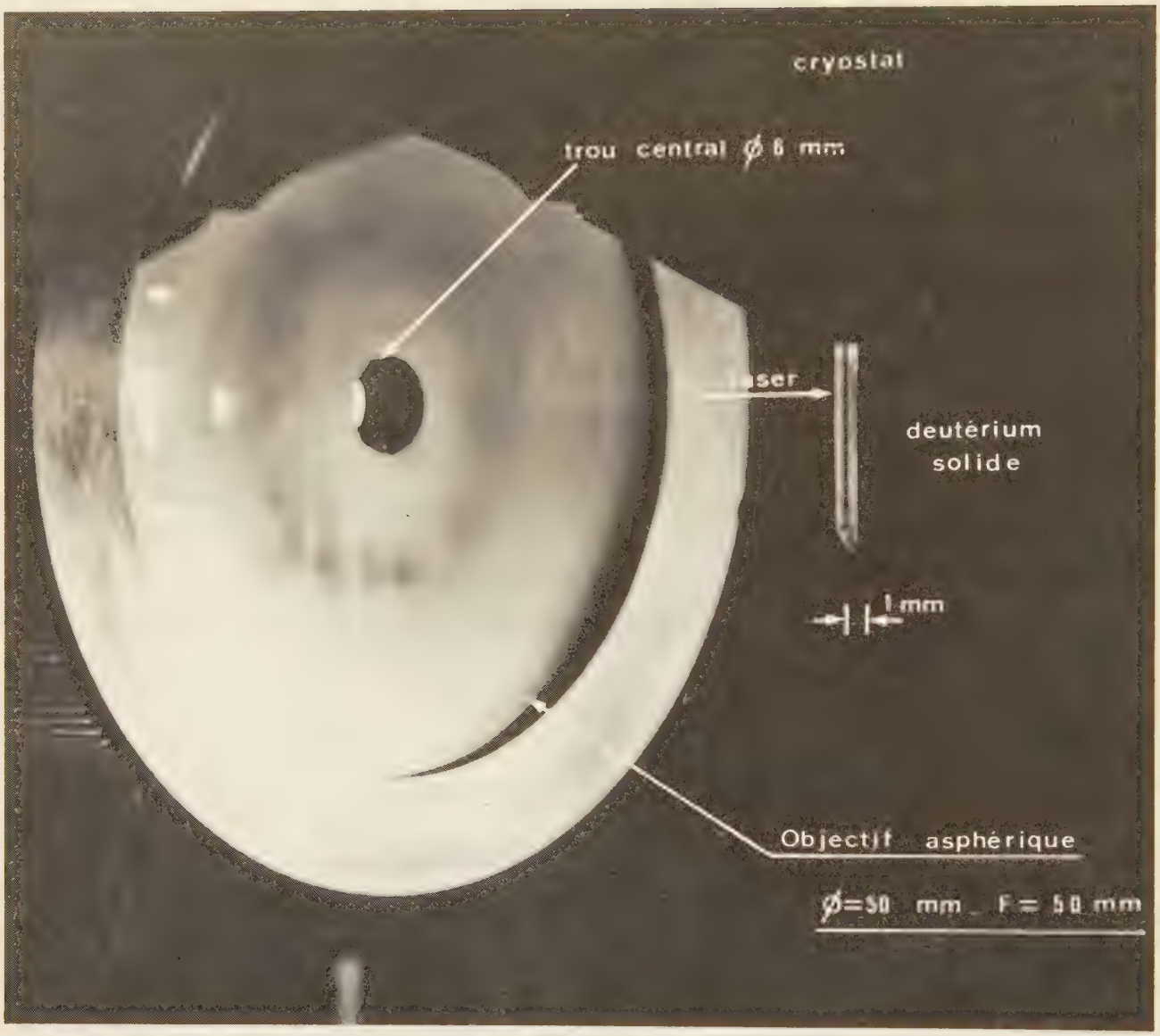
III.2.4.1. Mesure de l'énergie absorbée par le plasma.

Elle est obtenue à partir de la connaissance des énergies incidente, réfléchie et transmise.



- Figure 10 -

Dans un premier temps on étalonne les cellules C_1 et C_2, en l'absence de cible, à l'aide de calorimètres à cône de graphite.


cryostat
trou central ∅ 6 mm
laser
deutérium
solide
1 mm
Objectif asphérique
∅=50 mm F = 50 mm

- Figure 9 -

Les deux signaux provenant de C_1 et C_2 sont enregistrés par des oscilloscopes Tecktronix 517 à travers des atténuateurs calibrés (TECKTRONIX) A_1 et A_2, car il est nécessaire de travailler à sensibilités verticales égales sur les 2 appareils, pour être certain de leur linéarité (0,5 V/cm sur 2 cm). Pour tenir compte de l'absorption des systèmes optiques entre C_1 et C_2, on règle A_1 et A_2 de façon à avoir deux signaux identiques en l'absence de cible. Soient T_1 et T_2 les transmissions du système en avant et en arrière du plan focal : on affichera donc T_1 sur l'atténuateur A_1 et $1/T_2$ sur A_2.

Par suite, en présence de cible, on fera des mesures relatives pour obtenir l'énergie transmise au travers de celle-ci.

Le dépouillement des clichés se fait à l'aide d'un planimètre et la précision de la mesure est estimée à 7%.

En faisant varier l'énergie incidente entre 5 et 80 J et le point de focalisation du faisceau entre 1 mm en avant et 2 mm en arrière de la surface de la cible, nous n'avons pas observé de variations significatives du taux de transmission:

- Ce dernier est égal à 2%, valeur trouvée sur une série de plusieurs centaines de tirs. D'autre part, nous avons vérifié qu'il n'y avait pas de réflexion du faisceau laser supérieur à 0,1% de l'énergie incidente, ceci suivant l'axe laser et à 45°.

Par conséquent on peut affirmer que 98% de l'énergie incidente sont absorbés dans le plasma.

III.2.4.2. Cinématographie.

Nous considérerons tout d'abord le caractère phénoménologique de l'expansion du plasma et nous reviendrons en III.2.4.3. sur la chronologie par rapport à l'impulsion laser.

a) Photographie intégrée du plasma.

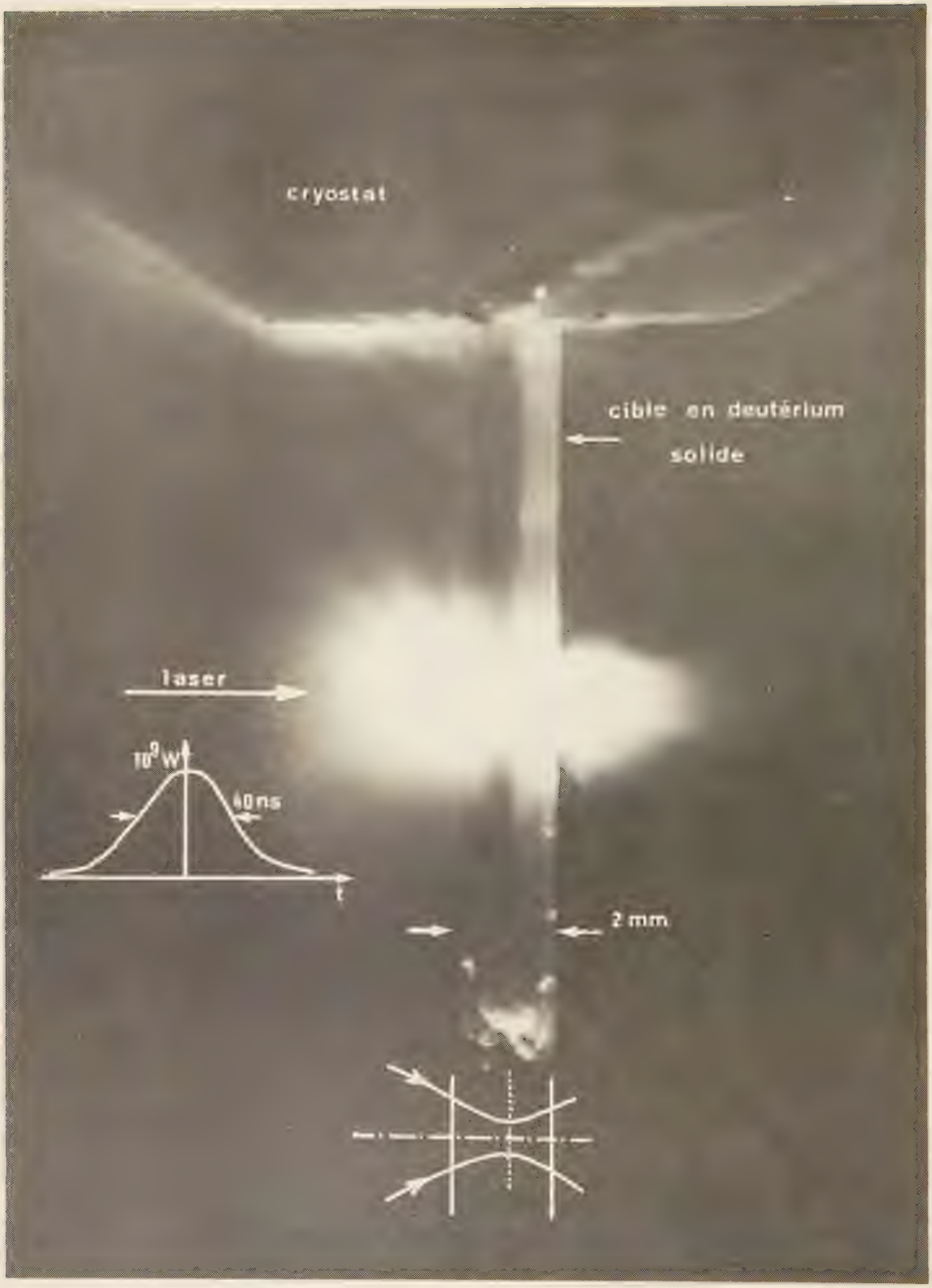
On a représenté (figure 11) une prise de vue normale (en pose) du plasma. On dispose pour cela d'un appareil photographique classique qui intègre sur plusieurs dizaines de secondes. On constate que le plasma qui rayonne a une forme en diabolo qui rappelle l'allure de la caustique de focalisation (à l'échelle près). On peut donc en conclure que l'expansion suivante l'axe du faisceau laser sera prépondérante devant l'expansion latérale. Le point de focalisation initial a été positionné à 1 mm à l'intérieur de la cible.

On constate également qu'avec l'impulsion laser considérée (durée 35 à 40 ns) les 2 mm d'épaisseur de cible sont traversés par le plasma. Il n'en sera plus de même avec des impulsions plus courtes.

b) Cinématographie en images intégrales.

Afin d'étudier plus en détail le caractère de l'expansion, nous utilisons une caméra BECKMAN [13] à tube convertisseur d'images. Le temps de pose est 5 ns et son retard interne atteint 55 ns avec une erraticité de 10 à 15 ns. Elle est déclenchée à partir de l'impulsion de synchronisation donnée par l'oscillateur laser.

On peut donc obtenir l'image du plasma durant l'impulsion laser, sans pouvoir malheureusement savoir, à mieux que 10 ns, à quel instant la prise de vue a été faite. Cette indétermination vient du fait que l'impulsion de contrôle (moniteur), qui est donnée par la caméra, ne représente pas exactement l'impulsion de 10 kV qui permet l'ouverture du tube convertisseur.



- Figure 11 -

Les figures 12 (a) (b) et (c) représentent l'évolution du plasma pour trois focalisations caractéristiques et une même énergie laser de 60 J [14].

On peut distinguer deux phases principales :

- Interaction à l'intérieur de la cible (figure 12 (a)).

Le plasma est créé au foyer de l'optique de concentration et son expansion est dirigée vers celle-ci, comme dans le cas des gaz (interaction au milieu infini). Mais la photo montre une allure du plasma irrégulière que nous préciserons sur la figure 13 (a). Lorsque la frontière du plasma atteint la surface libre de la cible on constate un développement dysymétrique très marqué.

- Interaction en surface (figure 12 (a) (b) et (c)).

L'expansion du plasma a une allure sphérique (a) ou conique (b) et (c) et on peut constater dans ces deux derniers cas qu'une zone lumineuse se développe vers l'intérieur de la cible, alors que l'initiation du plasma s'est faite en surface.

c) Cinématographie en caméra à fente (figure 13).

Une caméra STL à défilement (vitesse de défilement 0,25 mm/ns) équipée d'une fente, enregistre l'expansion du plasma suivant l'axe du faisceau laser [15].

Le grandissement des clichés est égal à 6. Les trois focalisations représentées sont identiques à celles de la figure 12.

On a pu, dans ce cas, étudier la chronologie de l'expansion par rapport à l'impulsion laser. L'instant zéro a été choisi lorsque l'impulsion laser passe par son maximum, et ce sera le cas dans tout ce qui suit. Cette chronologie est représentée en ordonnée sur la figure 13. Les abscisses représentant le déplacement du front lumineux suivant l'axe du faisceau.

Comme sur la figure précédente, nous pouvons définir deux phases :

- Interaction à l'intérieur de la cible (figure 13 (a).

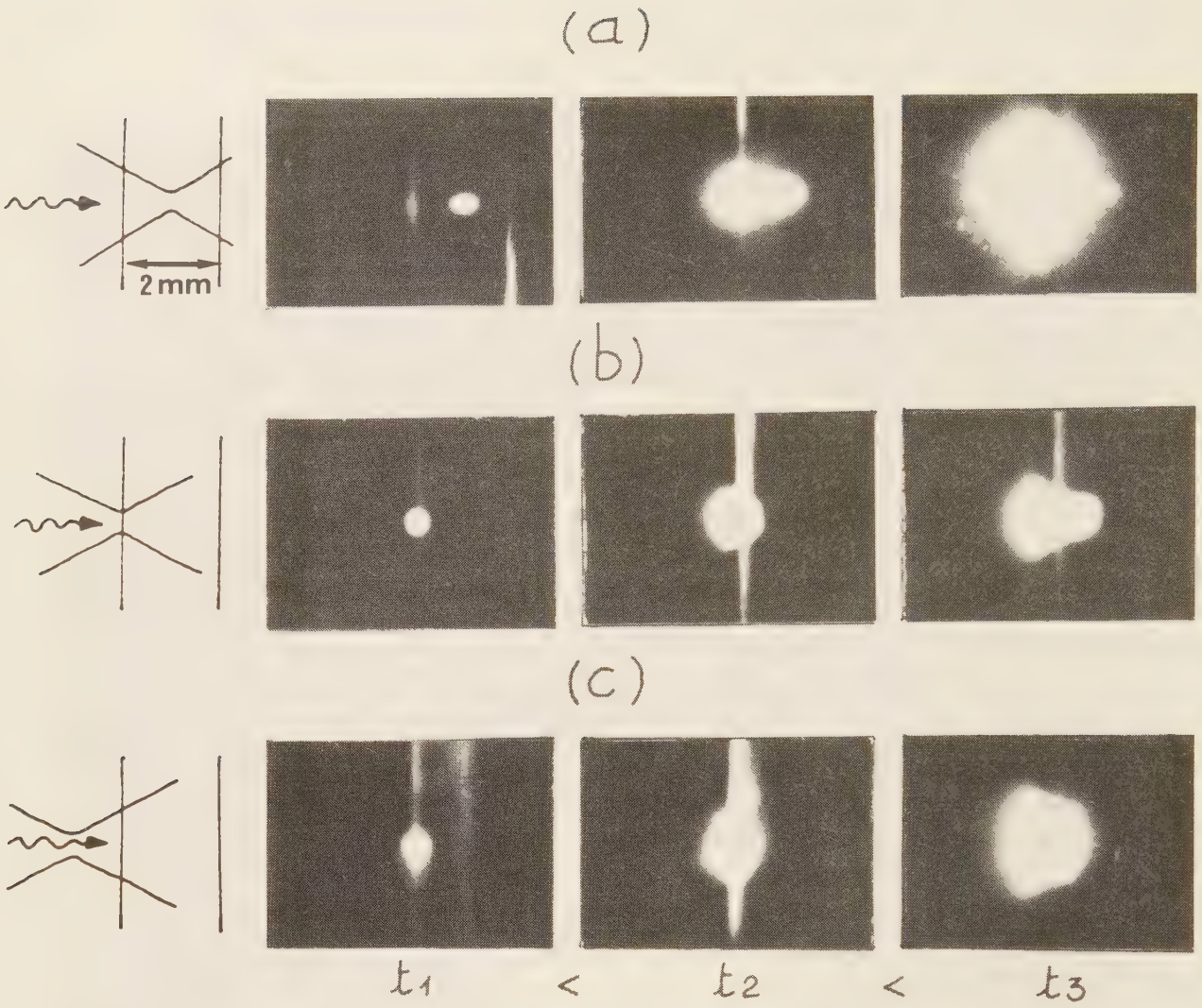
Nous distinguons cette fois très nettement le caractère discontinu de l'expansion dirigée vers la surface libre qui reçoit le faisceau. L'allure est tout à fait analogue à celle de la figure 5 (interaction en milieu gazeux) et correspond à un phénomène de multiclaquages dont l'origine est à rechercher dans une inhomogénéité du faisceau à l'intérieur du glaçon. Cette dernière peut d'ailleurs avoir pour cause, soit la présence du dioptre imparfait que constitue la surface, soit une inhomogénéité du glaçon lui-même.

Lors des tirs avec focalisation à coeur ce phénomène se manifeste dans 90% des cas et la position des claquages successifs est totalement erratique. Nous verrons cependant, en III.2.6. qu'il est intéressant d'utiliser de telles conditions pour optimiser les paramètres du plasma.

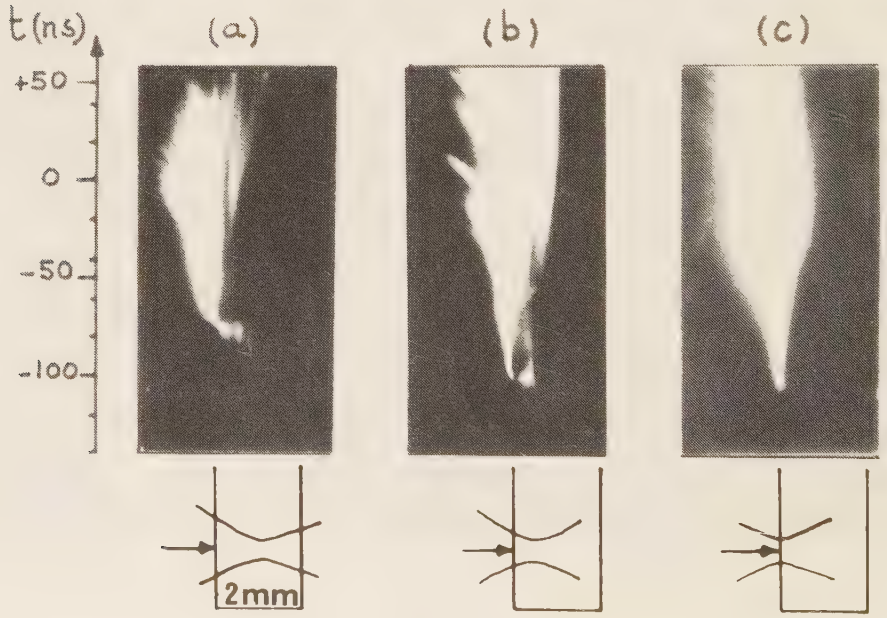
- Interaction en surface 13 (b) et (c)).

Lorsque le plasma atteint la surface (a), ou s'y trouve créé (b) et (c), nous distinguons deux zones d'évolution différentes :

- D'une part une expansion, dans le vide, vers la lentille de focalisation. Notons que la frontière lumineuse donnée par la photographie ne représente par forcément la frontière du plasma. En effet, le rayonnement émis varie comme $\rho^2 \sqrt{T}$ si bien que lorsque ρ décroît fortement, la zone émettrice peut se situer en-dessous du seuil de sensibilité de détection (Polaroïd 3000 et 10 000 ASA). C'est précisément notre cas puis-



- Figure 12 -



- Figure 13 -

que un détecteur de particules nous a confirmé la présence de deutons ayant une vitesse de 3 à 4 x 10^7 cm/s, alors que celles mesurées sur les clichés ne dépassent pas quelques 10^6 cm/s. Cette expansion du plasma en avant de la cible est tout-à-fait évidente si l'on admet avoir chauffé la matière.

- On constate cependant, en même temps que cette détente, un front lumineux qui pénètre à l'intérieur de la cible. Nous donnerons aux paragraphes III.3.1. et III.3.2. l'explication de ce phénomène. Disons, pour l'instant, qu'il est la preuve d'une haute température atteinte dans le plasma. Il apparaît nettement sur les clichés (a) et (b), tandis que lors de tirs en avant de la surface (c) la pénétration est beaucoup moins importante. Elle disparaît complètement pour des focalisations situées en dehors de la plage considérée sur la figure 13.

III.2.4.3. Etude chronologique des phénomènes.

On peut, à partir de l'enregistrement sur oscilloscope, situer chronologiquement les signaux enregistrés par rapport à une référence, en l'occurence l'impulsion laser. Cette méthode ne permet pas, en pratique, une précision supérieure à 10 ou 15 ns lorsqu'on utilise des oscilloscopes multicanaux. Notre méthode utilise un chronomètre digital [16] dont la précision intrinsèque atteint 0,1 ns. Le signal référence constitue le départ du chronomètre, tandis que le signal à analyser en commande l'arrêt. Des intégrateurs R.C. sont cependant nécessaires pour mettre en forme les signaux. Chacun d'eux doit donc être adapté à l'allure du signal d'analyse et la figure 23 donne le dispositif expérimental pour la chronologie des signaux de rayons X (voir III.2.5.). En fait, dans le cas particulier de la cinématographie S.T.L., l'erreur principale est due à l'imprécision sur l'ouverture du tube convertisseur d'images, au moment où la tension lui est appliquée. Cette erreur peut-être estimée à 4 ou 5 ns ; notons cependant qu'avec le type d'impulsion laser utilisé ($\Delta t \sim 35$ à 40 ns), cette imprécision est sans grande conséquence sur les résultats.

a) Seuil de création du plasma.

A défaut d'un autre critère, nous considérerons, comme la plupart des auteurs, qu'à l'instant où un phénomène lumineux apparaît sur le cliché photographique le seuil de création du plasma a été atteint.

Après avoir recalé, sur la même échelle de temps, l'impulsion laser et le cliché photographique, nous sommes donc en mesure de donner la puissance laser à partir de laquelle le plasma est créé. Soit P_s cette puissance, les résultats sont les suivants :

$$\begin{aligned} 0{,}4.10^6 \text{ W} &< P_s \leq 10^6 \text{ W} && \text{dans 60\% des cas} \\ 0{,}4.10^6 \text{ W} &< P_s \leq 1{,}5\ 10^6 \text{ W} && \text{dans 70\% des cas} \\ 0{,}4.10^6 \text{ W} &< P_s \leq 3\ \ 10^6 \text{ W} && \text{dans 90\% des cas} \end{aligned} \qquad (5)$$

Le calcul de la densité de flux d'énergie correspondante $\emptyset_s$ nécessite la connaissance de la section focale dans le milieu solide. Pour une valeur $2\ r_o = 100\ \mu$ on trouve (70% des cas).

$$0{,}5.10^{10} < \emptyset_s < 2.10^{10} \quad \text{W/cm}^2 \qquad (6)$$

L'initiation du phénomène nécessite la création d'électrons primaires car le deutérium solide est un diélectrique. Ces électrons primaires seront ensuite accélérés par les mécanismes de Bremsstrahlung inverse électron-ion ; une cascade se développe jusqu'à ce que le nombre d'électrons soit suffisant pour absorber fortement l'énergie lumineuse incidente (apparition d'une zone lumineuse sur les photos). En supposant, dans le cas du deutérium solide, que la durée de cascade est très faible (< 5 ns) la valeur $\emptyset_s$ trouvée expérimentalement doit être voisine de celle correspondant à une absorption multiphotonique [1]. C'est, en effet, ce que nous observons. Nous supposerons donc que l'initiation du phénomène se fait par effet multiphotonique en remarquant que ce mécanisme de création d'électrons n'influence pratiquement pas les caractéristiques thermodynamiques du plasma pendant la phase de chauffage.

b) Phase de multiclaquages.

Elle correspond aux cas de focalisation à l'intérieur de la cible. Dans le cas de notre impulsion laser (front de montée de 80 à 100 ns) le phénomène d'onde de claquage évoqué en (III.1.2.) se ramène à une succession de claquages successifs dont chacun évolue indépendamment du précédent jusqu'à ce qu'un nouveau plasma vienne faire écran au flux de photons. La figure 14 illustre cette affirmation car les 5 clichés reproduits ont été pris dans des conditions identiques. On y constate, de plus, qu'après avoir atteint la surface libre, le plasma se développe sans être pratiquement influencé par la manière dont s'est déroulée la phase de multiclaquages.

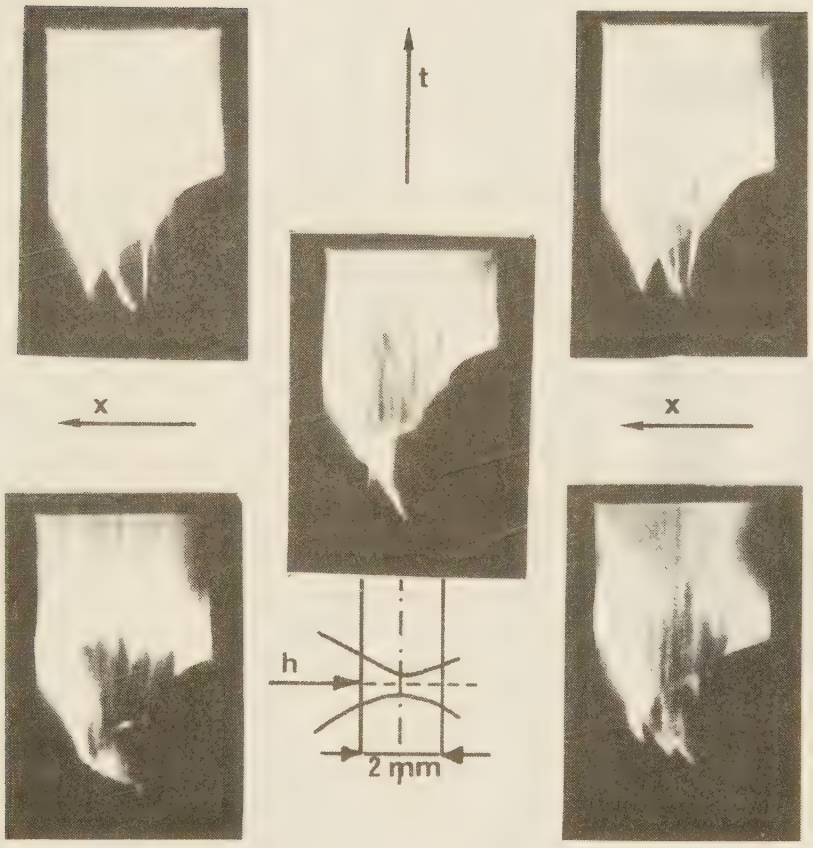
Ces observations permettent de relier les cas de focalisation en surface ou en avant de celle-ci par rapport à une focalisation à l'intérieur. Il suffit de considérer que dans les premiers cas l'ionisation est due à un seul claquage localisé en surface.

Enfin, si l'on considère un claquage individuel et que l'on mesure sa vitesse avant l'apparition du suivant, on trouve une valeur de l'ordre de 2×10^6 cm/s. Dans le cas où on obtient une série de claquages pratiquement continus, la vitesse atteint 4.10^6 cm/s, valeur qui peut être considérée comme une limite supérieure. L'application de la théorie de la détonation optique [6] nous conduits à une température électronique de 10^4 °K pour la plupart des cas et 4.10^4 °K pour certains cas optimums. Malgré toutes les réserves qui s'imposent quant à la validité de ce modèle dans le milieu solide, on peut conclure que cette phase n'influencera pratiquement pas la phase de chauffage où la température va atteindre plusieurs millions de degrés.

c) Phase de chauffage.

Lorsque le plasma a atteint la surface libre, nous avons vu qu'un front lumineux pénètre la cible, alors qu'une détente importante se développe en avant de la surface. Nous allons montrer que ce phénomène constitue la phase de chauffage du plasma.

Pour cela il nous faut utiliser le diagnostic "rayons X" que nous développerons en (III.2.5.). Retenons seulement pour l'instant que la méthode consiste à détecter le rayonnement thermique du plasma dans le domaine des rayons X mous ($1 < \lambda < 100$ Å). Notre seuil de détection (signal mesurable donné par un photomultiplicateur qui regarde cette "fenêtre" de longueurs d'ondes) correspond sensiblement à une température comprise entre 5 et 8×10^5 °K.

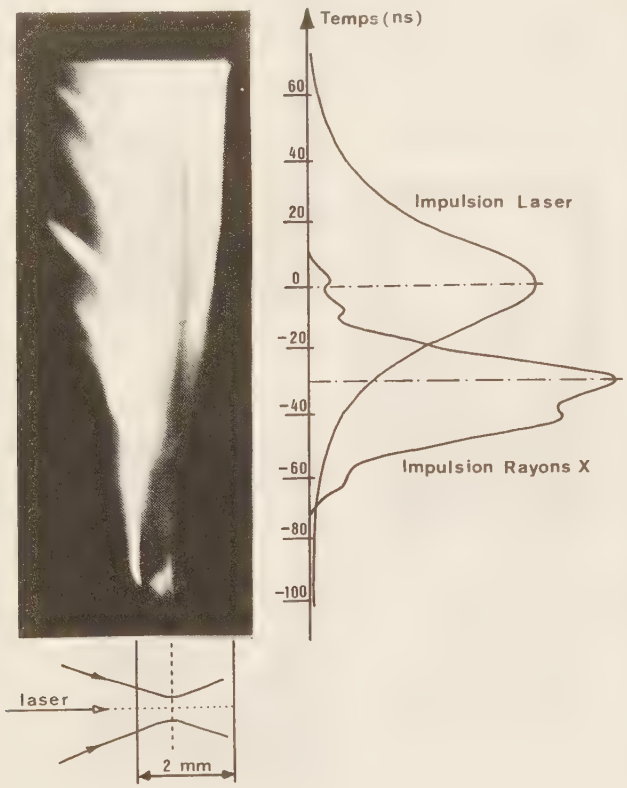


- Figure 14 -

Sur la figure 15 nous avons représenté un cliché de caméra à fente pour une focalisation à 0,5 mm à l'intérieur de la cible. Sur la partie droite, sont schématisés l'impulsion laser ($P_M \simeq 10^9$ W) et le signal "Rayons X" rapportés à la même échelle de temps. La photographie est également ramenée à cette même échelle, comme indiqué en III.2.4.3. On constate assez nettement que l'impulsion rayons X correspond au phénomène de pénétration dans la cible. On peut noter également qu'au même moment l'expansion vers le vide s'accélère. Nous en comprendrons mieux la signification aux paragraphes III.3.1. et III.3.2.

Nous avons effectué cette expérience en faisant varier la focalisation pendant que la puissance laser restait constante. Les résultats sont très nets : nous détectons un signal rayons X dans tous les cas où une pénétration de la cible se développe. Aucun signal n'a pu être mesuré dans le cas contraire. Par suite, si nous admettons que la présence de ce signal est le gage d'une température égale ou supérieure à 5 ou 8.10^5 °K, on peut corréler le phénomène de pénétration à un chauffage du milieu [17].

Une deuxième conclusion intéressante peut être apportée par ce type d'expérience. Examinons pour cela les positions respectives des maximums de l'impulsion laser et du signal rayons X. On constate que pour la focalisation utilisée sur la figure 15, le chauffage s'effectue pour une puissance laser comprise entre $\frac{1}{5}$ et $\frac{1}{2}$ de P_{max}. On a donc très mal utilisé la puissance laser dans ce cas.



- Figure 15 -

D'autre part, le maximum de l'impulsion rayons X se situe au moment où le front de pénétration passe par la région focale de l'objectif de concentration. Ce résultat, joint aux conclusions du paragraphe (III.2.4.2.a.), montre que le chauffage dépend non seulement de la puissance laser, mais également des dimensions de la zone où sont absorbés les photons. Si l'on admet, en particulier, que cette zone d'absorption se situe très près du front de pénétration observé sur la figure 15, le résultat trouvé devient très clair : la température est maximum lorsque la densité de flux d'énergie $\emptyset$ est elle-même maximum. Par suite, on obtiendra le chauffage le plus intense lorsque le front de pénétration passera par la région focale au moment où la puissance laser est maximum. Nous démontrerons cette affirmation en III.2.6. Remarquons cependant qu'elle implique que le plasma créé soit en grande partie transparent au rayonnement laser, sauf au voisinage du front de pénétration. De plus, partant d'une puissance laser déterminée, il y aura lieu de coupler le mouvement du plasma avec la dynamique de l'impulsion laser.

Revenons maintenant sur le diagnostic de cinématographie pour donner quelques résultats concernant les vitesses des fronts lumineux observés.

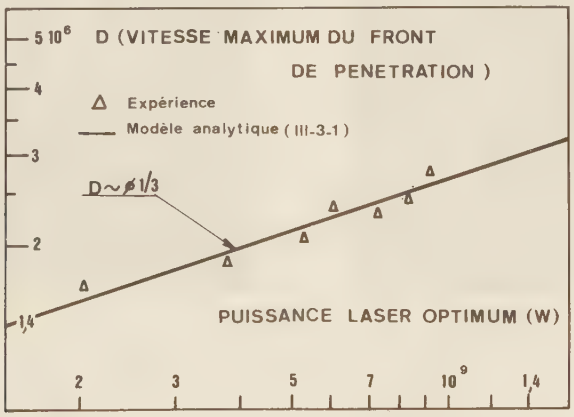
Nous avons déjà évoqué en (III.2.4.2.c) combien il pouvait être ambigu d'interpréter les fronts lumineux dans la détente du plasma vers la lentille de focalisation. L'expérience confirme cette difficulté puisque les vitesses mesurées

(comprises entre 2,4 et 3,5 10^6 cm/s) ne varient pratiquement pas lorsque l'énergie passe de 20 à 80 J.

Par contre, étant donné les conclusions tirées de la figure 15, nous avons mesuré la vitesse du front de pénétration au moment de son passage à travers la zone de focalisation. Nous appellerons P_{opt}, la puissance laser correspondante.

Nous remarquerons que ce nouveau paramètre permet de remplacer, dans l'interprétation des résultats, une condition géométrique par une donnée physique. En effet, avec une même impulsion laser, la puissance optimum variera avec les conditions de focalisation. Dans le cas présent, P_{opt} est compris entre 2 x 10^8 W et 1,5.10^9 W (P_{opt} : P_{max}) lorsqu'on passe d'une focalisation en surface à une focalisation à 1 mm à l'intérieur. La figure 16 représente les conditions de nos mesures de vitesse. La photographie de l'évolution du plasma est corrélée en temps avec l'impulsion laser correspondante. Le grandissement est de l'ordre de 22 car les dimensions de la cible ont été réduites de 2 à 1 mm, afin d'analyser l'émergence du front lumineux de pénétration à l'arrière de la cible. Nous estimons l'erreur de mesure sur les vitesses à 20% et nous donnons sur la figure 16 un cas de couplage très satisfaisant entre le mouvement hydrodynamique du plasma et l'évolution de la puissance laser ($P_{max} \simeq 1{,}3.10^9$ W ; $\Delta t \simeq 45$ ns).

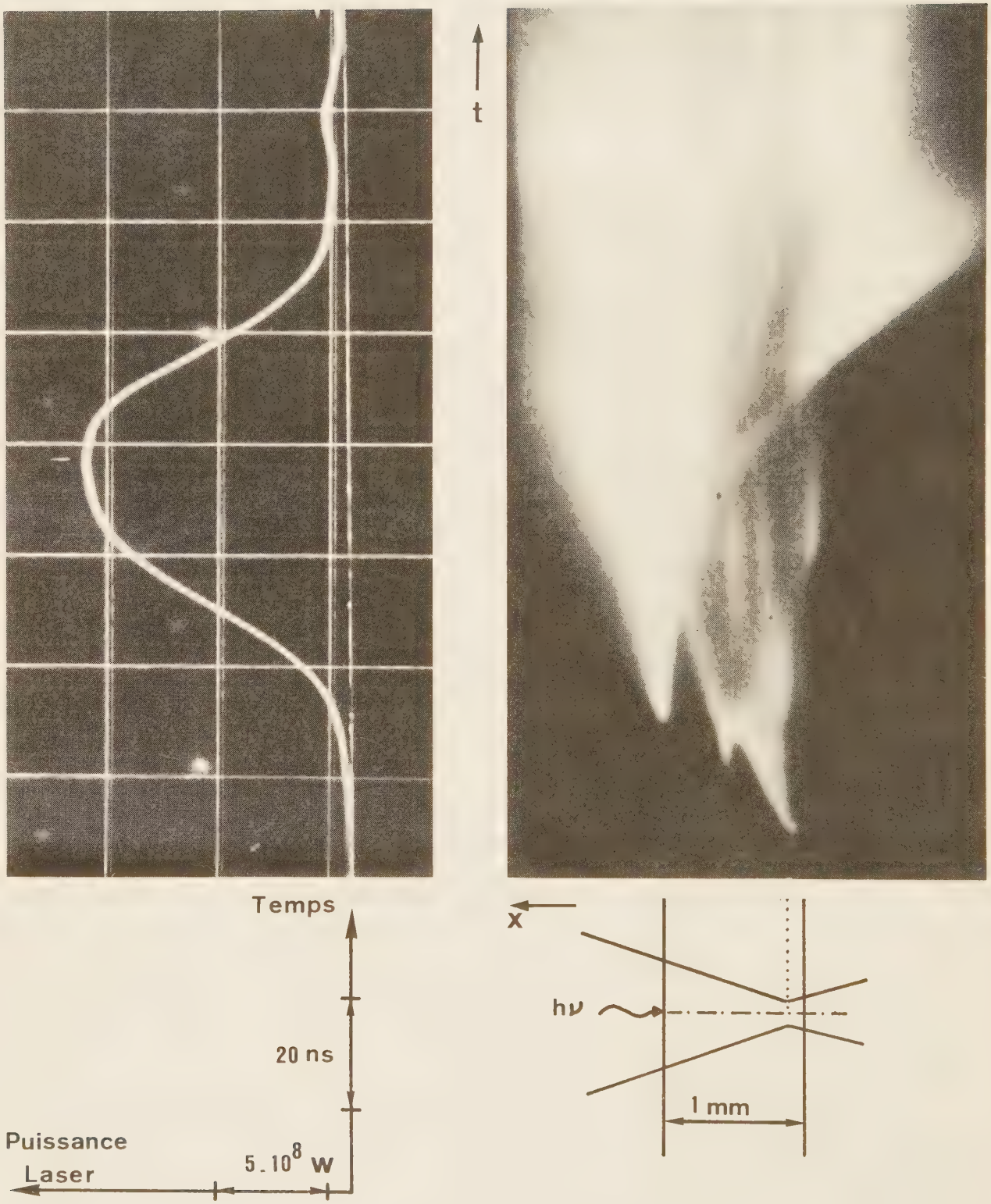
Dans cette série de mesures nous avons fait varier l'énergie laser depuis 35 jusqu'à 70 J en passant par 45, 50 et 60 J. Les vitesses mesurées varient entre 1,4 et 3.10^6 cm/s et la figure 17 résume les résultats obtenus. On constate que D (vitesse du front de pénétration) varie comme $(P_{opt})^{1/3}$ pour la gamme de puissance laser utilisée. Nous reviendrons sur l'interprétation de cette loi au paragraphe C.1.



- Figure 17 -

d) Phase de refroidissement.

Revenons à la figure 15, au moment où le front lumineux intérieur est passé par la zone focale. On constate que la vitesse de celui-ci décroît très rapidement, alors que la puissance laser n'a pas encore atteint son maximum. De plus la température décroît avec l'impulsion rayons X. C'est le début de la phase de refroidissement du plasma qui correspond à la décroissance de ø (augmentation de la surface S sur laquelle sont absorbés les photons). Sans pouvoir le démontrer, ce début de refroidissement est probablement dû à un accroissement plus rapide du nombre de particules chauffées par rapport à l'accroissement de la puissance laser.



- Figure 16 -

Après le passage de cette dernière par son maximum, le refroidissement s'accentue et la vitesse de pénétration s'annule pratiquement. Ceci se situe à environ 20 à 30 ns après le maximum de l'impulsion laser. Comme nous l'avons signalé dans l'introduction, nous n'étudierons pas cette partie du phénomène.

e) Nature du front de pénétration observé.

La figure 16 permet au front lumineux de traverser complètement la cible d'un millimètre avant que le refroidissement du plasma ne se soit manifesté. On observe une détente vers le vide dont la vitesse est pratiquement égale à 2 fois la vitesse de pénétration à l'intérieur de la cible (exactement 1,90). Un dépouillement sur environ 50 photographies nous a donné des vitesses d'émergence comprises entre 5 et 6.10^6 cm/s. L'énergie laser étant comprise entre 50 et 60 J et la focalisation à 0,7 mm à l'intérieur. Dans ces mêmes conditions, la vitesse du front à l'intérieur de la cible varie entre 2 et 3.10^6 cm/s.

Nous retrouvons donc bien le facteur 2 sur les vitesses et ce résultat semblerait montrer que le front lumineux observé est le front de l'onde de choc qui se propage dans la cible [18]. Remarquons cependant que cette conclusion est un peu hâtive car aucune mesure de température dans la zone choquée n'est possible avec notre montage expérimental et nous ignorons donc si cette zone est lumineuse ou pas. Nous verrons cependant dans l'interprétation théorique (paragraphe III.3.2.) que la propagation du front de choc est en très bon accord avec celle du front lumineux observé.

III.2.5. Mesure de la température électronique.

La notion de température est liée à l'existence d'un équilibre thermodynamique (au moins local) dans le milieu considéré. Dans le cas où cette condition est réalisée, la distribution des vitesses des particules est maxwellienne. Or la physique des plasmas nous définit un temps de relaxation τ au bout duquel la population de particules a atteint cette distribution. En comparant ce temps τ au temps caractéristique du problème à étudier, on peut donc justifier ou non la notion de température du milieu.

Considérons donc les électrons du plasma créé par laser. SPITZER [19], puis BRAGINSKI [20] ont donné l'expression du temps de relaxation τ_{ee} pour une densité n_e et une température T_e. On a :

$$\tau_{ee} = \frac{1,025\ (3\ m)^{1/2}}{\pi e^4} \quad \frac{(k\ T_e)^{3/2}}{n_e\ \mathrm{Log}\,\Lambda} \qquad (7)$$

où m et e sont la masse et la charge de l'électron, $\mathrm{Log}\,\Lambda$ le logarithme coulombien défini au chapitre II.

Le temps de relaxation des ions entre eux, se réduit de τ_{ee} :

$$\tau_{ii} = \tau_{ee}\ \frac{43\ A^{1/2}}{Z^4} \quad \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{3/2} \quad \text{avec } n_e = Z\ n_i \qquad (8)$$

A : masse atomique

Dans le cas du deutérium (Z = 1, A = 2) on obtient :

		$n = 10^{21}$	$n = 10^{21}$
$T = 10^6$ °K	τ_{ee}	0,06 ps	0,6 ps
	τ_{ii}	3,6 ps	36 ps
$T = 10^7$ °K	τ_{ee}	1,3 ps	13 ps
	τ_{ii}	80 ps	800 ps

(9)

Nous verrons au paragraphe III.3.2. que le temps caractéristique le plus court est supérieur à 0,2 ns (temps de chauffage d'une particule en expansion). On peut donc caractériser notre plasma par sa température T dans le cas d'une équipartition complète de l'énergie, par les températures électronique T_e et ionique T_i dans le cas d'une équipartition incomplète.

III.2.5.1. Principe de la méthode des absorbants.

Lorsqu'un plasma a été porté à haute température, une partie de l'énergie est perdue sous forme de rayonnement. Dans le cas d'un plasma optiquement mince, ce qui est notre cas, ce rayonnement est dû au freinage des électrons dans le champ électrostatique créé par les ions (Bremsstrahlung). Il est constitué par un fond continu dont la partie la plus énergétique atteint le domaine des longueurs d'onde du domaine rayons X ($0,1 < \lambda < 100$ Å) lorsque la température dépasse quelques 10^5 °K.

La puissance P_B émise par unité de volume et d'intervalle de fréquence est donnée par [21] :

$$\frac{d P_B}{d\nu} = 1,7\ 10^{-40}\ n_e\ n_i\ Z^2\ \left(\frac{\chi_H}{k\ T_e}\right)^{1/2}\ \overline{g_B}\ \exp\left(-\frac{h\nu}{k\ T_e}\right)\ \text{watt/cm}^3 \qquad (10)$$

avec $\overline{g_B}$: facteur de Gaunt ($\simeq 1$)

χ_H : potentiel d'ionisation de l'atome considéré.

Notons que l'expression de P_B n'est valable que pour des atomes hydrogénoïdes.

Convertie en longueur d'onde, on obtient :

$$\frac{d P_B}{d\lambda} = 1,9\ 10^{-28}\ n_e\ n_i\ Z^2\ \overline{g_B}\ (kT_e)^{-1/2}\ \lambda^{-2}\ \exp\left(-\frac{12395}{\lambda kT_e}\right)\ \text{w/cm}^3/\text{Å} \qquad (11)$$

avec kT_e en eV et λ en Å.

Pour obtenir la puissance totale rayonnée par unité de volume, il suffit d'intégrer l'expression (11) sur tout le spectre. Il vient :

$$P_B = 1,5\ 10^{-32}\ (kT_e)^{1/2}\ Z^2\ \overline{g_B}\ n_e\ n_i \quad \text{watts/cm}^3 \qquad (12)$$

avec kT_e en eV.

On retrouve l'expression en $n_e^2 (kT_e)^{1/2}$ que nous avons utilisée au paragraphe III.2.4.2.

La méthode de mesure de la température électronique du plasma consiste à utiliser la partie du spectre dans le domaine des rayons X mous [variation de $\frac{dP_B}{d\nu}$ en exp $(-\frac{h\nu}{kT_e})$]. Pour cela on interpose entre le plasma et la chaîne de détection du rayonnement, un absorbant métallique (Ni, Be, Al, C ...) qui coupera la partie du spectre d'émission du côté des faibles fréquences.

Si on imagine deux voies de mesure dont l'une ne comporte pas d'absorbant et l'autre une feuille métallique d'épaisseur d, le rapport des énergies reçues est :

$$R_d = \frac{\int_o^\infty \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e} - K_\nu d\right) d\nu}{\int_o^\infty \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) d\nu} \qquad (13)$$

On constate que le terme qui faisait intervenir la densité a disparu, car indépendant de la fréquence. La valeur R_d ne dépend que de l'absorbant considéré (d et K) et de la température à mesurer kT_e. Ce rapport R_d a également été tabulé par STRATTON [23] pour Al, Be, C et Ni en faisant varier kT_e depuis 50 eV jusqu'à 1500 eV. Rappelons que 1 eV = 11 600 °K.

A partir de ces résultats, il est facile de déduire le rapport d'intensité donné par deux absorbants d'épaisseur d_1 et d_2 :

$$R = \frac{R_{d_1}}{R_{d_2}}$$

La méthode de mesure consistera donc à observer le rayonnement du plasma à travers 2 absorbants, de nature identique ou non, mais d'épaisseurs différentes et de faire expérimentalement un rapport des intensités recueillies sur chacune des voies de mesure. Par suite, les abaques théoriques nous permettront de remonter à la valeur de la température. Notons qu'elle a été, pour la première fois, expérimentée avec succès à LOS ALAMOS en 1958 [24] sur un plasma à striction radiale (pinch théta).

III.2.5.2. Validité de la méthode.

Nous étant assurés que l'hypothèse d'une distribution maxwellienne des vitesses était justifiée dans notre cas, il subsiste cependant un certain nombre de conditions à remplir pour que la méthode proposée reste valable.

a) Rayonnement de recombinaison.

Nous avons dans l'expression (10) supposé a priori que le rayonnement était constitué uniquement de transitions libre-libre. Il peut également exister des transitions libre-lié donnant lieu à un fond continu de recombinaison. C'est en particulier le cas pour $T_e < 10^6$ °K [25] et la puissance $\frac{dP_R}{d\nu}$ émise par unités de volume et d'intervalle de fréquence est donnée par l'expression [21] :

$$\frac{dP_R}{d\nu} = B \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \text{ watts/cm}^3/d\nu \qquad (14)$$

avec :

$$B = 1{,}7\ 10^{-40}\ Z^2\ n_e\ n_{i+1}\ \left(\frac{\chi_H}{kT_e}\right)^{1/2} \sum_n \frac{2\,\chi_{i,n}}{kT_e}\ \overline{g_R}\ \exp\left(\frac{\chi_{i,n}}{kT_e}\right)$$

Dans l'expression (14) :

n_{i+1} est la densité des ions de charge i + 1 ;

$\chi_{i,n}$ le potentiel d'ionisation du niveau excité n pour l'ion de charge i ;

$\overline{g_R}$ le facteur moyen de GAUNT pour la transition libre-lié considéré ;

n le nombre quantique du niveau excité.

Par suite, le raisonnement que nous avons fait avec $\frac{dP_B}{d\nu}$ reste entièrement valable pour $\frac{dP_R}{d\nu}$ puisque les expressions (10) et (14) sont identiques à un facteur près.

Les valeurs numériques des rapports d'intensité R_d et R n'en seront pas affectées. On peut donc conclure que pour la partie énergétique du spectre, le phénomène de recombinaison n'influence pas la méthode de mesure. Il n'en serait plus de même si on devait utiliser la partie basse fréquence du spectre.

b) Influence des impuretés.

Si des impuretés sont présentes dans le plasma, elles participent au spectre total par leur rayonnement de freinage, de recombinaison et éventuellement leur spectre de raies d'émission.

Compte tenu de l'intensité élevée des raies d'émission, il est relativement rapide dans l'expérience de soupçonner leur existence, car la méthode proposée donne des résultats aberrants. Par contre, l'influence du rayonnement de freinage et de recombinaison de ces mêmes impuretés est beaucoup plus difficile à isoler du rayonnement propre au plasma.

Une étude théorique récente [26] a permis de chiffrer cette influence dans le cas où le plasma de deutérium contient 1% d'oxygène et 1% d'azote. Les auteurs déterminent les différentes concentrations ioniques les plus importantes (O^{7+}, O^{8+}, O^{9+}, N^{6+}, N^{7+}, N^{8+}) dans l'hypothèse de l'équilibre coronal [25] et par suite calculent $\frac{dP_B}{d\nu}$ et $\frac{dP_R}{d\nu}$ ainsi que $\frac{dP}{d\nu} = \frac{dP_B}{d\nu} + \frac{dP_R}{d\nu}$ dans la gamme 1 - 500 Å et pour des températures variant entre 100 et 2000 eV. Ces résultats leur permettent alors de déduire les rapports d'intensité R_d et R donnés par des absorbants de nickel, d'aluminium et de béryllium. Deux conclusions nous intéressent directement :

1/ Dans le cas de l'aluminium et du béryllium, les taux d'impuretés considérés n'ont aucune influence sur les valeurs de R, même pour des épaisseurs très faibles d'absorbants. Par contre, pour le nickel, la discontinuité d'absorption à $\lambda \sim 15$ Å introduit une erreur de mesures qui atteint 30 à 50% entre 200 et 300 eV (ceci pour des épaisseurs de 1 et 2 mg/cm^2).

2/ Dans le cas où ce taux d'impuretés a une influence, la mesure de la température, en supposant le plasma pur, est toujours par excès. Elle est d'autant plus faible que T_e et d sont grands. Par exemple, elle ne dépasse pas 7 à 10% pour d = 1 et 2 mg/cm^2 de Ni et pour T_e compris entre 350 et 600 eV.

Ceci étant, nos mesures restent-elles valables ? On peut répondre par l'affirmative, compte tenu des faits expérimentaux suivants :

- Nous avons effectué la mesure du taux d'impuretés dans notre cible de deutérium solide. La méthode, décrite en [27], est basée sur la spectrométrie de masse. Nous avons trouvé, dans les plus mauvais cas, 0,1% d'oxygène et 1% d'azote, soit un facteur 10 en moins sur O_2 par rapport aux calculs théoriques de l'étude précédente.

- Les absorbants métalliques utilisés ont été simultanément le nickel et le béryllium. Les valeurs de températures mesurées sont les mêmes aux erreurs de mesure inhérentes à la méthode (15 à 20%). De plus, les épaisseurs utilisées sont plus fortes que celles considérées en [26] : 2,8 et 4,35 mg/cm^2 de Ni ; 10,2 et 19,75 mg/cm^2 de Be.

- Enfin, la gamme des températures mesurées s'étend depuis 200 - 250 eV jusqu'à 500 - 600 eV, donc dans une région où l'influence des impuretés sur le spectre total diminue et devient inférieure à l'erreur expérimentale.

On considérera donc, dans la suite, que les impuretés ne jouent pas un rôle significatif dans nos mesures, d'autant plus que dans les expériences décrites en III.2.4. nous avons encore réduit leur pourcentage d'au moins un facteur 10 en introduisant le deutérium gazeux dans le cryostat à travers une soupape au palladium.

c) Influence de l'inhomogénéité du plasma.

Nous avons implicitement supposé que le plasma était isotherme et homogène en densité. En fait, ce n'est jamais le cas des plasmas laser dont le mouvement hydrodynamique est très important et conduit donc à des gradients de n_e et T_e. Si nous découpons, par la pensée, le plasma en n couches ayant chacune une densité n_{ei} et une température T_{ei} homogènes sur toute la couche i, l'expression (10) doit alors être remplacée par :

$$\left(\frac{dP_B}{d\nu}\right) = \sum_{i=1} A_i \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{ei}}\right) \qquad (15)$$

Il en va de même pour les autres expressions et le problème devient très vite inextricable. A ce stade, revenons aux conditions de notre expérience :

- Nous verrons dans l'étude numérique, que la température électronique maximum est atteinte dans le front de déflagration (zone d'absorption des photons) et que la densité électronique y est proche de 10^{21} cm^{-3}. Cette température maximum est directement reliée au flux laser Ø et se trouve donc être le paramètre le plus important à déterminer expérimentalement.

- La même étude numérique (paragraphe III.3.) nous donne les n_{ei}, T_{ei} des différentes couches homogènes dont nous venons de parler. Il était donc très tentant d'injecter ces données dans l'étude théorique [26] pour estimer l'erreur commise en

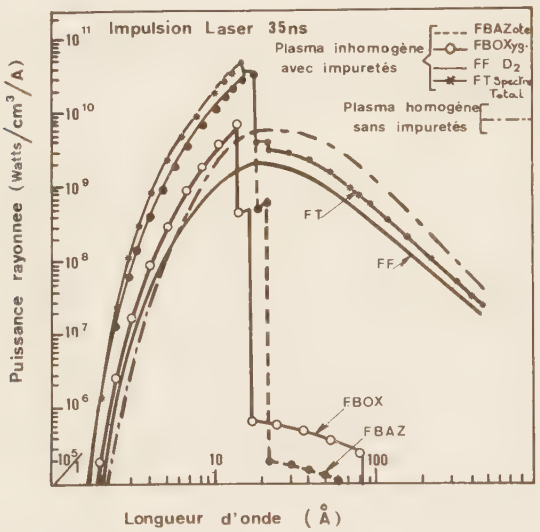
supposant le plasma homogène dans tout son volume. Notons également que les taux d'impuretés mesurés expérimentalement (soit 0,1% d'oxygène et 1% d'azote) ont été pris en compte.

La figure 18 donne les spectres composés (c'est-à-dire correspondant à une sommation des spectres élémentaires de chaque couche de plasma) pour le rayonnement de freinage du deutérium (FF) les rayonnements de recombinaison de l'oxygène (FBOX) et azote (FBAZ), ainsi que le spectre total (FT). Ce calcul correspond à une température maximum $T_{e\ max}$ de 420 eV, obtenue expérimentalement. Les auteurs de [26] définissent une température moyenne $T_{e\ moy}$ à partir de l'expression :

$$T_{e\ moy} = \frac{\sum_{i=1}^{n} n_{ei}\, T_{ei}}{\sum_{i=1}^{n} n_{ei}} \qquad (16)$$

Le spectre $\frac{dP}{d\lambda}$ correspondant à $T_{e\ moy}$ a également été représenté sur la figure 18 (courbe H).

L'absorption du spectre total (FT) a été calculée pour un couple de feuilles de béryllium de 40 et 80 mg/cm^2. Soit T_{abs} la température obtenue.



- Figure 18 -

Le bilan du calcul est le suivant :

$$T_{e\ max} = 420 \text{ eV} \ ; \ T_{e\ moy} = 329 \text{ eV et } T_{abs} = 395 \text{ eV}$$

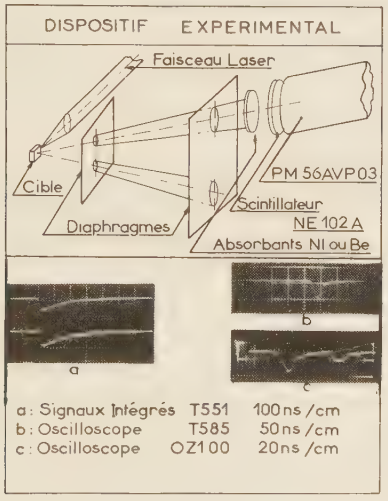
Si nous faisons abstraction de $T_{e\ moy}$ qui sera toujours inconnue de l'expérimentateur et si nous comparons le résultat de la méthode de mesure (T_{abs}) avec le paramètre à déterminer ($T_{e\ max}$) nous constatons que l'erreur commise est de 6%, soit très inférieure à l'erreur expérimentale.

Nous remarquerons de plus que la mesure donne une valeur par défaut, résultats communs à tous les cas envisagés dans le calcul de [26]. Nous noterons au passage que le taux d'impuretés (0,1% O_2 + 1% N_2) n'influence pratiquement pas le résultat (1,25%), ce qui confirme notre conclusion du paragraphe précédent.

En conclusion, nous pouvons dire maintenant que la méthode des absorbants est valable dans notre domaine de valeurs des températures à mesurer et que ni les faibles taux d'impuretés constatés expérimentalement, ni l'hypothèse du plasma homogène nécessaire à la construction des abaques théoriques $R = f(T_e)$, n'influencent les résultats de façon significative. Il y a lieu, cependant, d'être très vigilant dans l'application de cette méthode au laboratoire et ceci chaque fois qu'un paramètre du problème sera modifié.

III.2.5.3. Appareillage de mesure.

Représenté schématiquement sur la figure 19, cet appareillage est inspiré de celui utilisé par JAHODA à LOS ALAMOS en 1958. Il consiste à détecter le rayonnement X du plasma sur deux voies de mesures préalablement étalonnées et géométriquement identiques. L'angle solide sous tendu par chaque canal de détection est de l'ordre de 10^{-3} stéradians. Cet angle solide est défini par deux diaphragmes entre lesquels un système de déviation électrostatique (plaques déviatrices, tension 1500 V) permet d'éliminer les électrons et les ions qui pourraient venir fausser la mesure. Nous n'avons pas représenté ce système sur la figure 19, car dans l'expérience le plasma est vu à 90° du faisceau laser incident et, dans ces conditions, il est facile de montrer que le flux de particules chargées pénétrant dans l'appareil est négligeable.



- Figure 19 -

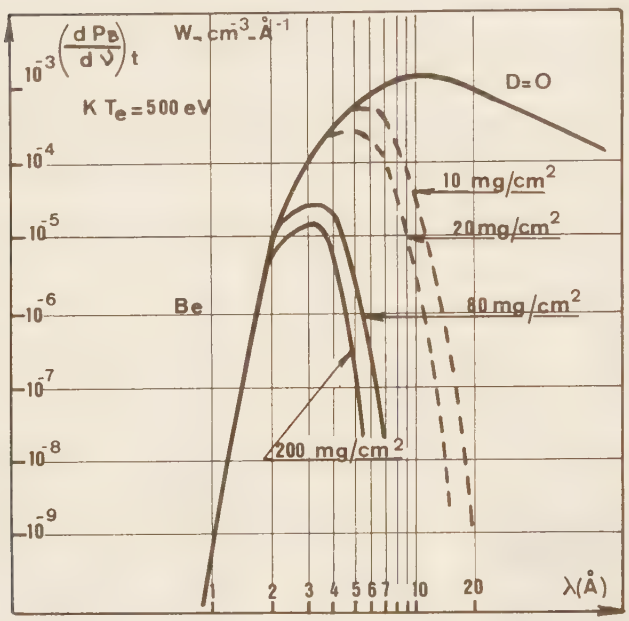
La détection du rayonnement X se fait par conversion photo-luminescente dans un scintillateur plastique (NE 102 A ou SPF) suivi d'un photomultiplicateur à gain élevé ($\sim 10^6$). Nous utilisons pour cela un système radiotechnique du type 56 AVP 03. Avant d'atteindre le scintillateur, le rayonnement X est partiellement absorbé par des feuilles métalliques calibrées (Ni, Be, Al) dont le rôle est de couper le spectre du côté des faibles fréquences et d'en conserver la partie qui varie comme $\exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right)$. Sur la figure 20 nous avons représenté le spectre thermique incident (épaisseur D = 0) correspondant à une température kT_e = 500 eV, ainsi que les intensités transmises à travers 4 absorbants de béryllium d'épaisseurs respectives 10 et 20 mg/cm^2 (courbes en pointillés) puis 80 et 200 mg/cm^2 (courbes en trait plein). On constate, dans ces différents cas, que le système détecte tout le rayonnement compris entre 1 et 20 Å. Bien entendu, pour chaque gamme de température à me

surer les couples d'absorbants auront des épaisseurs compatibles avec la détection de signaux d'au moins quelques centaines de millivolts. C'est ainsi, par exemple, que nous avons utilisé successivement.

1,05 et 1,54 mg/cm^2 de nickel pour $80 < kT_e < 160$ eV

2,8 et 4,35 mg/cm^2 de Ni
10,2 et 19,75 mg/cm^2 de Be
} pour $200 < kT_e < 500$ eV

7,12 et 14,24 mg/cm^2 de Ni
14 et 30 mg/cm^2 de Al
19,75, 80 et 200 mg/cm^2 de Be
} pour $500 < kT_e < 1000$ eV



- Figure 20 -

Lorsque la température augmente, et par conséquent que la fenêtre des longueurs d'onde observée se décale vers 1 à 10 Å, il convient de s'assurer que le scintillateur absorbe complètement le rayonnement X transmis par l'absorbant. On connaît [28] l'efficacité d'arrêt du scintillateur en fonction de son épaisseur. Nous avons successivement utilisé dans les séries d'expériences données plus haut :

NE 102 A épaisseur 0,14 mm pour $80 < kT_e < 160$ eV
SPF épaisseur 0,5 mm pour $200 < kT_e < 500$ eV
SPF épaisseur 3 mm pour $kT_e > 500$ eV

Ceci étant, il est facile d'introduire dans le calcul des abaques théoriques $R = f(T_e)$ l'influence de cette efficacité d'arrêt, comme l'a fait l'auteur de [28]. Soit $\eta(\nu, d_s)$ cette grandeur dans laquelle d_s est l'épaisseur du scintillateur. Le rapport des intensités que détecte effectivement le scintillateur est alors :

$$R_d = \frac{\int_o^\infty \eta(\nu, d_s) \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e} - h\nu\, d\right) d\nu}{\int_o^\infty \eta(\nu, d_s) \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) d\nu} \qquad (17)$$

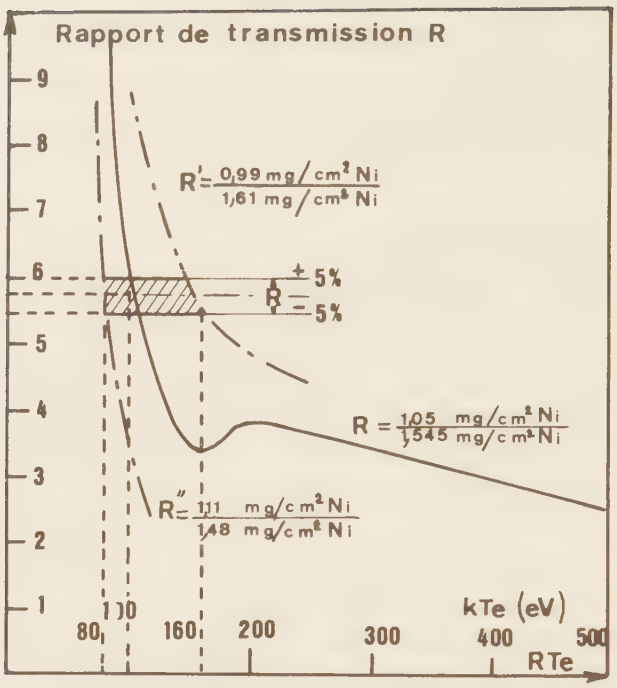
expression qui doit être utilisée à la place de (13).

A ce stade de la méthode de détection se situe le problème de l'équilibrage statique autant que dynamique des différentes voies de mesures.

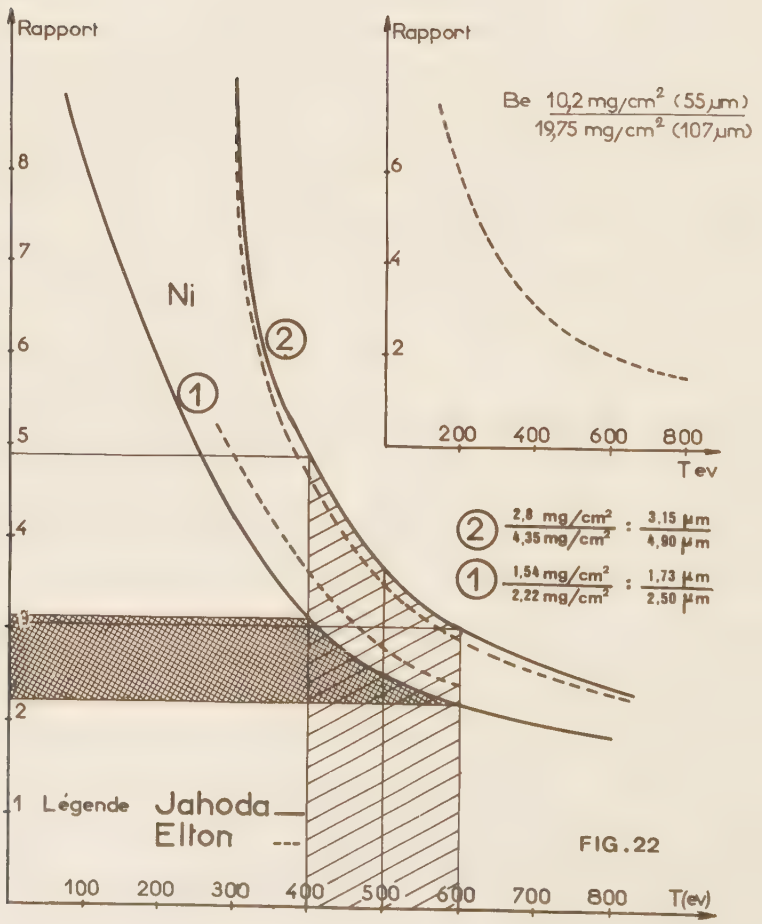
- En ce qui concerne tout d'abord la détermination des épaisseurs d'absorbant, la pesée des échantillons, de surface donnée, permet de limiter l'erreur sur d à $\pm$ 6%. On a représenté (figure 21) l'influence de cette erreur sur la mesure de kT_e. Le cas considéré est celui du Ni (épaisseurs 1,05 et 1,54 mg/cm^2) que nous avons utilisé pour mesurer une température moyenne de 100 eV (rapport d'intensité de l'ordre de 5,6) dans les premières expériences. La courbe en trait plein est l'abaque théorique pour 1,05 et 1,54 mg/cm^2. Les deux autres courbes en pointillés représentent ce même rapport dans le cas où on considère l'erreur faite sur la détermination de l'épaisseur de nickel. Les valeurs extrêmes de kT_e correspondent à l'erreur estimée à $\pm$ 5% sur la détermination de R. Dans ce cas, au lieu de mesurer 100 eV on trouve 80 et 160 eV. Nous noterons sur cette figure la nécessité d'avoir des valeurs expérimentales pour R d'au moins 2 ou 3, car dans cette zone l'abaque théorique a une pente importante et l'erreur sur la détermination de kT_e est minimisée. On devra, pour chaque gamme de températures à mesurer, s'arranger pour choisir un couple d'absorbant qui donne une forte variation de R lorsque kT_e varie peu. La figure 22 donne les valeurs de R pour les épaisseurs d'absorbants utilisées dans notre expérience. On voit que dans la gamme 200 à 500 eV les épaisseurs 10 et 20 mg/cm^2 de Be sont bien adaptées (exactement 10,2 et 19,75 mg/cm^2) ; pour le nickel, il a fallu utiliser le couple 1,54 - 2,22 mg/cm^2 entre 200 et 400 eV, puis 2,8 et 4,35 mg/cm^2 entre 350 et 600 eV.

- Passons maintenant au scintillateur. En plus de son efficacité d'arrêt il faut que la réponse de ce dernier soit linéaire en fonction de l'énergie des photons X détectés (ou encore en fonction de λ). C'est le point le plus discuté, car si cette linéarité est assurée au-dessous de 6 Å (énergie du photon X = 2 keV) elle ne semble pas respectée au-dessus (énergie inférieure à 2 keV). Sur ce point, toutes les mesures de linéarité faites par des spécialistes [29] sont incomplètes à cause du manque de sources d'énergie inférieure à 2 keV. Nous nous bornerons dans la suite à supposer que la réponse du scintillateur reste linéaire dans la gamme des longueurs d'onde détectées (1 à 20 Å).

- Le photomultiplicateur, par contre, peut assez facilement être contrôlé. Les sources lumineuses brèves existent (décharges d'arc) et il suffit donc de tracer la réponse du PM en fonction de la tension appliquée aux dynodes. Ainsi nous avons déterminé les tensions à appliquer (2200 V et 1945 V) à nos deux voies de mesures pour que les réponses à un même signal soient identiques. Notons que le temps de réponse du système électronique est de l'ordre de 2 à 2,5 ns, alors que le temps de décroissance de la fluorescence du scintillateur est inférieur à 1 ns (valeur de 0,2 ns donnée par le fabricant). Un problème, cependant, subsiste et ne peut



- Figure 21 -



- Figure 22 -

pas être estimé de façon précise : c'est l'influence des fluctuations électroniques dans les systèmes à grand gain. Afin de minimiser cette influence, nous avons, dans les expériences, effectué des séries de 10 à 15 mesures dans des conditions identiques et considéré la moyenne arithmétique des valeurs obtenues pour R. Cette méthode, par ailleurs, permet également de minimiser toutes les autres erreurs de mesures. Le seul inconvénient est qu'elle nécessite un grand nombre de tirs lasers, ce qui n'est pas toujours facile à réaliser.

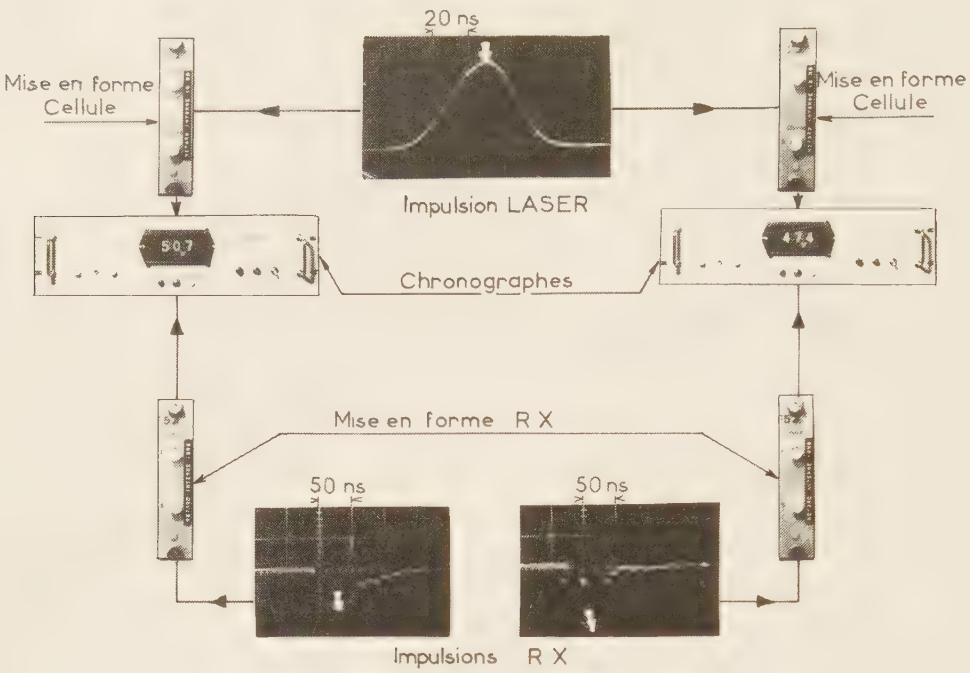
L'équilibrage statique étant maintenant assuré, il convient sur l'expérience elle-même, de s'assurer que les deux voies de mesure sont bien identiques lorsque les mêmes absorbants sont interposés devant chacune d'elles. Pour cela, le disque porte-absorbants contient 4 voies, dont 2 d'équilibrages et 2 de mesures. On peut interchanger les voies en cours d'expérience sans casser le vide. Par exemple, pour le Ni, on a utilisé 2,8 et 4,35 mg/cm^2 sur les voies mesure, tandis que l'équilibrage est fait avec 2 absorbants d'épaisseur 3,67 mg/cm^2. En début d'expérience, l'équilibrage nécessite la recherche de la position géométrique du détecteur par rapport au plasma, ce dernier devant se trouver au point de concours de l'axe de l'appareil. Ceci étant réalisé, il faut en général retoucher les tensions des 2 PM pour arriver à équilibrer les amplitudes des 2 signaux recueillis. En général une différence de 10 à 50 volts de part et d'autre de la tension nominale suffit à réaliser cet équilibre. Mais cette opération peut être très longue (10 à 15 tirs laser). De plus, il y a lieu de contrôler cet équilibrage avant et même pendant les séries de tirs de mesures (fluctuations des PM). Ceci est réalisé grâce au disque tournant sous vide. Cette opération est sans aucun doute la plus fastidieuse et la plus impérieuse à réaliser dans ce type de diagnostic. C'est pourquoi, dans les dernières séries d'expériences nous avons réalisé un appareillage de détection comportant non plus 2 mais 4 voies de mesures pour le même tir. Le disque porte-absorbants comporte alors 4 couples (8 absorbants) : à chaque couple de mesure est associé un couple d'équilibrage lors du même tir. Ce mode opératoire permet de se libérer quelque peu des contrôles fréquents inhérents à l'appareillage à 2 voies.

III.2.5.5. Résultats des mesures.

Au paragraphe III.2.5.2.c. nous avons montré que cette méthode donnait la valeur de la température électronique de la région la plus chaude du plasma. Nous verrons que c'est aussi la plus dense, exception faite de la zone de choc dont la température ne dépasse pas quelques 10^4 degrés.

Nous avons déjà donné quelques explications sur notre système de chronologie au paragraphe III.2.4.3. Il est représenté sur la figure 23. La référence en temps est toujours le sommet de l'impulsion laser qui fait démarrer les deux chronomètres. Le maximum de chaque signal "Rayons X" les arrêtant. La mise en forme de ces signaux nécessite une double différentiation afin d'obtenir une précision suffisante sur la détermination du maximum des signaux. Cette précision ne dépasse pas 1 ns, ce qui altère quelque peu la précision du chronomètre lui-même égal à 0,1 ns. Mais elle sera suffisante dans nos mesures, car ce qui nous intéresse en premier lieu c'est de connaître la valeur de la température, sans déterminer à 1 ns près combien de temps elle subsiste. D'ailleurs la figure 24 donne le résultat de quelques mesures dépouillées en temps et on constate que la température maximum se maintient pendant quelque 15 ns, ce qui justifie a postériori notre affirmation.

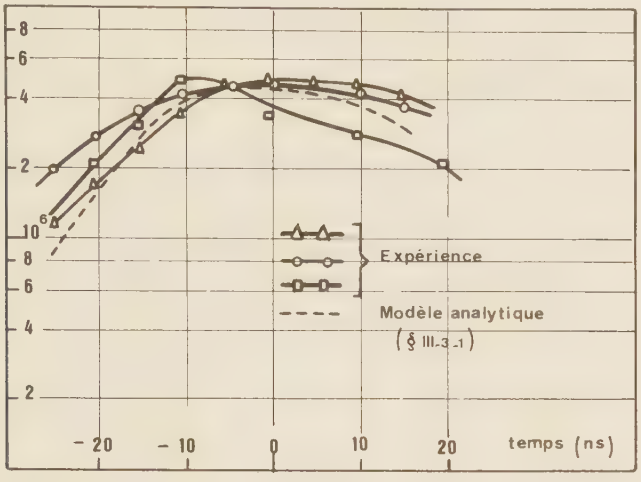
SCHEMA SYNOPTIQUE DE LA MESURE



- Figure 23 -

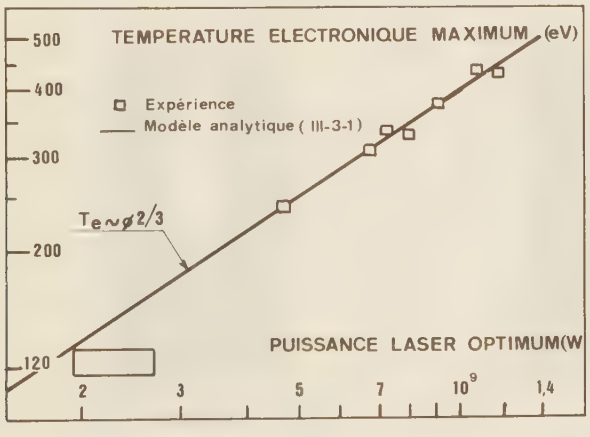
Notons que cette valeur de température est obtenue pour les sommets des impulsions rayons X et correspond au passage de l'impulsion laser par son maximum. Notons également que le même type de chronologie effectué sur les clichés de cinématographie (figure 16) nous permet de corréler en temps la température maximum et la position du front de pénétration correspondant. Nous avons toujours observé, et ceci est très important, que $T_{e\ max}$ était obtenu lorsque le front de pénétration traversait la région focale de l'objectif de concentration. Nous avons défini au paragraphe III.2.4.3.e. la puissance laser correspondante appelée puissance optimum $P_{opt.}$, on est donc en mesure de tracer la variation de Te_{max} en fonction de $P_{opt.}$. Ceci a été fait pour des énergies laser variables entre 35 et 70 J en passant par 45 et 60 J. Les puissances optimums correspondantes varient entre 0,7 et 1,4 10^9 watts. La figure 25 rend compte des résultats obtenus et on constate que $T_{e\ max}$ passe de 300 à 500 eV dans la gamme des puissances utilisées. Le point à 0,2 10^9 watt (120 eV) correspond aux premières mesures faites sur notre montage et on voit que le couplage puissance-température y est très mauvais puisque sur 10^9 watt de puissance laser, seulement 0,2 10^9 watt sont réellement utilisés au maximum du chauffage (focalisation trop en surface comparée au front de montée de l'impulsion laser). Le point à 0,45 10^9 watt a été obtenu avec la même focalisation que le point à 0,2 10^9 W mais un front de montée de l'impulsion réduit de 100 ns à 2 ns. Dans ce dernier cas d'ailleurs, l'énergie laser n'était que de 20 J comparée aux 35 à 40 J du cas précédent. Ceci montre bien que le paramètre important n'est pas l'énergie, mais la puissance d'une part et d'autre part le couplage entre cette dernière et le passage du front de pénétration à travers la zone focale (densité de flux maximum). Chaque valeur de température mesurée a été moyennée sur 10 à 15 tirs laser dans les mêmes conditions avant d'être portée sur la figure 25. C'est ainsi par exemple que

pour le point à 0,45 10^9 watts les valeurs suivantes de températures ont été relevées : 270 - 270 - 200 - 270 - 220 - 270 - 260 - 230 - 250 - 300 - 240 - 170 et 250 eV. De même pour le point à 1,1 10^9 W (énergie laser 65 J) la série de valeurs suivante a été mesurée : 440 - 460 - 440 - 390 - 440 - 440 - 460 - 450 - 400 - 350 - 400 et 410 eV, soit une valeur moyenne de 425 eV.



- Figure 24 -

La figure 25 montre, sans ambiguité, une loi de variation de la température électronique maximum en $(P_{opt})^{2/3}$ dans la gamme étudiée. Cette loi est particulièrement importante à déterminer, compte tenu des différents modèles d'interprétation du chauffage ; nous y reviendrons au paragraphe III.3. Notons, au passage, que la température maximum varie comme le carré de la vitesse du front de pénétration (voir III.2.4.3.c.).



- Figure 25 -

III.2.6. Optimisation des paramètres du point de vue expérimental.

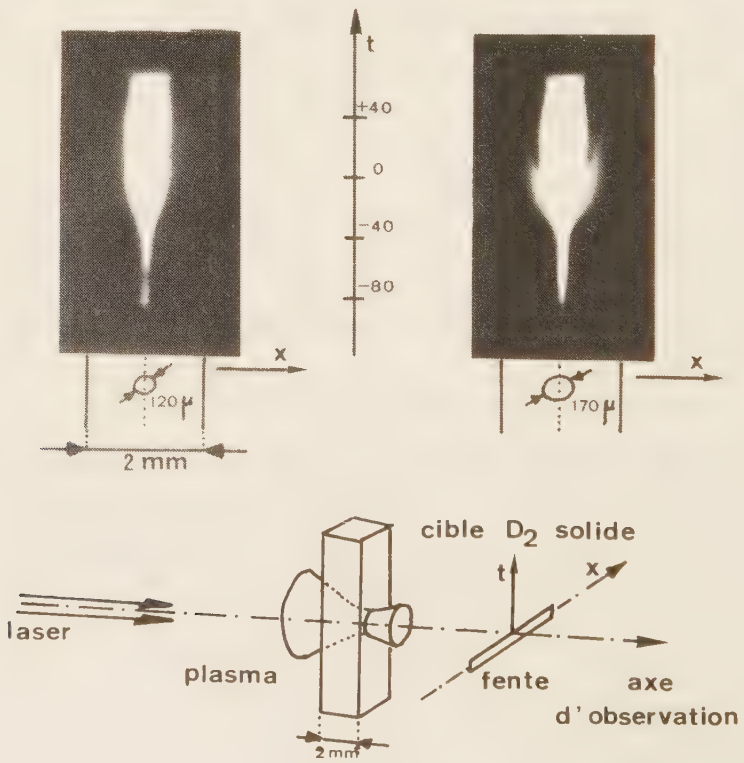
Nous venons de voir, pour une impulsion laser bien déterminée (voir figure 16) comment des températures de plusieurs millions de degrés pouvaient être obtenues. Nous est-il possible à ce stade de généraliser les résultats et quelles seraient les performances atteintes si nous changions les caractéristiques de l'impulsion laser ?

Pour répondre à ces questions qui se sont effectivement posées à l'expérimentateur, résumons notre connaissance actuelle du problème :

- La phase de chauffage du plasma correspond à la pénétration d'un front lumineux à l'intérieur de la cible, tandis que la matière chauffée se détend dans le vide, vers la lentille de focalisation ;

- La température maximum est atteinte lorsque ce front passe à travers la zone focale de l'objectif de concentration ;
- Un plasma apparaît dès que la puissance laser dépasse 1 à quelques 10^6 watts, tandis que les températures mesurées (100 à 500 eV) nécessitent des puissances de 0,2 à 2 10^9 watts.

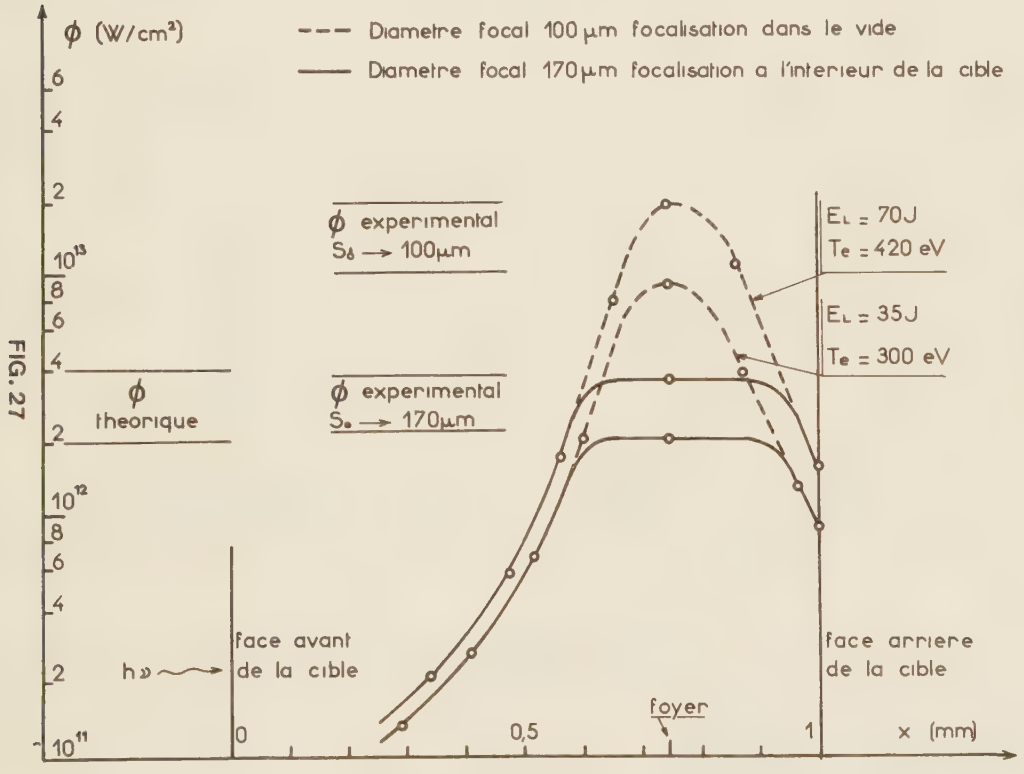
Compte tenu du temps de montée de notre impulsion laser (de l'ordre de 80 à 100 ns pour passer de 10^6 à 10^9 W) nous avons vu la nécessité de focaliser à l'intérieur de la cible afin de réaliser le couplage maximum entre le nombre de photons absorbés (puissance) et le volume minimum à chauffer (zone focale). Nous avons défini la puissance laser optimum P_{opt} et déterminé les lois de variations de la vitesse et des températures dans cette zone focale. Nous savons que dans le vide la section focale de notre optique de concentration correspond à un diamètre de 30 µm. Il est à penser que cette valeur peut être considérablement accrue lorsqu'on focalise le faisceau à l'intérieur de la cible. Pour en avoir une idée nous avons pris des clichés de cinématographie suivant l'axe du faisceau et non plus à 90° comme au paragraphe III.2.4.3.. Etant donné que le plasma est créé au foyer de l'optique de concentration, on peut donc estimer le diamètre de cette zone lors de la création du plasma. Une telle photographie a été représentée sur la figure 26. Nous remarquerons que l'on peut en déduire la valeur exacte du diamètre focal lorsque le front de pénétration la traverse, car à cet instant la caméra enregistre tout le plasma. Nous supposerons donc que la valeur mesurée en début d'interaction se conserve pendant tout le phénomène. Les valeurs mesurées pour ce diamètre focal varient entre 120 et 170µm suivant le degré de saturation du polaroïde sur lequel est enregistrée la photographie.



- Figure 26 -

Par suite, à partir de la caustique de focalisation dans le vide (figure 8), on peut corriger cette dernière en prenant la valeur du diamètre focal mesuré et connaître la fonction S (r) où S est la section du faisceau et r l'abscisse suivant l'axe du faisceau.

Si maintenant nous revenons au cliché cinématographique à 90° (figure 16) nous pouvons faire correspondre à S (r_f) la puissance laser correspondante P_f, r_f étant la position du front de pénétration à un instant t. On en déduit donc la valeur $\phi_f = \frac{P_f}{S_f}$ de la densité de flux d'énergie arrivant sur ce front (dans l'hypothèse du plasma transparent). Nous avons représenté sur la figure 27, les valeurs obtenues expérimentalement dans le cas où le diamètre focal est 170 µm (courbes en trait plein) pour deux énergies laser caractéristiques de 35 et 70 J. Les courbes en traits pointillés correspondent à un diamètre de 100 µm que les auteurs de travaux analogues ont l'habitude de considérer. On voit que la différence peut atteindre un facteur 4 ou 5. Ainsi pour atteindre des températures de 300 à 440 eV il faut mettre en jeu sur le front d'absorption des flux de 2 à 4 10^{12} W/cm^2.



- Figure 27 -

Le passage du paramètre P_{opt} au paramètre Ø est pratiquement nécessaire lorsqu'on veut comparer les résultats de différentes expériences ou des études théoriques d'interaction. Il faut cependant remarquer que cette valeur de flux Ø peut varier dans une large gamme (tout comme P_{opt}) même lorsque l'impulsion laser et la lentille sont données ; il faut coupler le front de montée de l'impulsion avec l'expansion du plasma, comme nous l'avons montré dans ce chapitre.

La section de la zone focale étant considérée constante pendant le passage du front de pénétration (détente latérale du plasma négligeable) on en déduit que les lois d'évolution de D et T conservent la même forme avec le paramètre Ø qu'avec P_{opt}. De plus, sur la figure 27 on voit que Ø donc T restent constants pendant 300µm environ. Compte tenu des valeurs de D comprises entre 2 et 3 10^6 cm/s, la température du plasma sera donc constante pendant 10 à 15 ns, ce qui a été obtenu expérimentalement sur la figure 24.

Nous est-il maintenant possible de généraliser ces résultats et savoir quelle impulsion laser utiliser pour obtenir des températures plus élevées ?

- En premier lieu, on imagine facilement que la diminution du front de montée de l'impulsion laser conduit à réduire l'importance du couplage de P_{opt} avec l'expansion. Ceci a d'ailleurs été vérifié dans l'expérience avec un front de montée de 2 ns au lieu de 80 à 100 (voir paragraphe III.2.5.4) ;

- Il ne faut cependant pas extrapoler à des impulsions du type "picoseconde", pour lesquelles des puissances de plusieurs centaines de gigawatts peuvent être obtenues en des temps de quelques dizaines de picosecondes [30]. Nous verrons, en effet, que le mécanisme de chauffage y est sensiblement différent et ne conduit plus à la loi $T \propto \phi^{2/3}$ (voir chapitres IV et V). De plus, dans ce cas, l'équilibre des températures électronique et ionique n'est pas réalisé dans la zone d'absorption des photons ;

- Il existe donc un optimum du front de montée de l'impulsion laser pour lequel le mécanisme décrit se conserve à des flux plus élevés que 10^{12} W/cm^2. Nous ne l'avons pas déterminé car il est difficile, expérimentalement, de contrôler la modification de ce front de montée. Cet optimum se situe probablement entre 5 et 20 nanosecondes, car il faut laisser le temps aux gradients de densité et à l'onde de choc de se former et se stabiliser. Mais comme nous le verrons au chapitre IV, l'utilisation de tels fronts de montée joints à des puissances crête de plusieurs gigawatts nous ont réservé quelques surprises :

. les unes désagréables sur le plan de l'absorption des photons et de la conservation intégrale du mécanisme de chauffage ;

. les autres très agréables sur le plan du chauffage des ions et de la création de réactions nucléaires de fusion au sein du plasma. Rappelons, en effet, que dans toutes les séries d'expériences décrites jusqu'ici aucun neutron n'a été détecté.

Mais avant de passer à cette deuxième série d'expériences, examinons, du point de vue théorique, le mécanisme de chauffage mis en jeu dans notre problème.

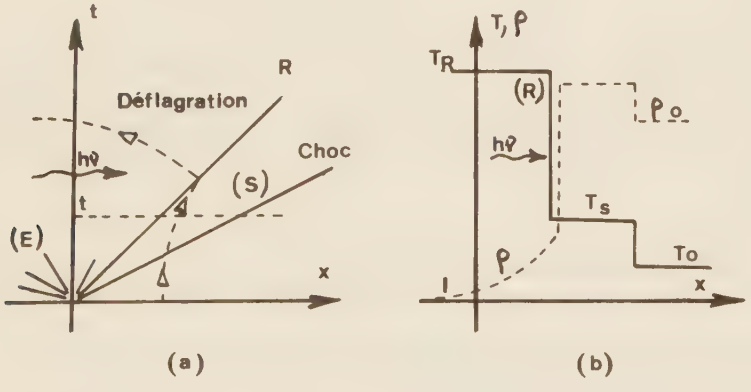
III.3. Interprétation théorique.

III.3.1. Le mécanisme de la déflagration radiative.

Nous avons rappelé au paragraphe III.1.1. le schéma du mécanisme de détonation radiative qui permet d'interpréter la plupart des expériences d'interaction du faisceau laser avec un gaz, c'est-à-dire en milieu infini. Une onde de choc se propage dans ce milieu (densité massique ρ_o de l'ordre de 5.10^{-4} g/cm^3) tandis que les photons sont absorbés dans le milieu sous choc. Nous y avons également donné

les principales limitations qui se résument finalement à l'accroissement trop rapide du nombre total de particules intéressées dans le processus de chauffage.

Dans le dispositif expérimental qui nous occupe cette onde de choc ne peut exister puisque le solide est isolé dans le vide. Par contre, on peut imaginer que la détente dans le vide de la zone chauffée peut induire dans le solide une onde de choc (conservation de la quantité de mouvement). Cette dernière se propagera donc dans le sens du faisceau laser au fur et à mesure que les couches internes de matière seront intéressées par le chauffage. De plus, l'absorption se produisant pour $\rho \leq 3{,}3\ 10^{-3}$ g/cm^3 (densité de coupure $n_e = 10^{21}$ cm^{-3}) la discontinuité entre cette zone et le solide au repos ($\rho_o = 0{,}17$ g/cm^3) ou le solide sous choc ($\rho_s = 4$ à $6\ \rho_o$) sera beaucoup plus importante que dans le mécanisme de détonation radiative. Nous donnons (figure 28) un schéma de principe de la déflagration radiative. Dans un diagramme espace-temps (figure 28a) une molécule de deutérium restera donc au repos jusqu'à ce que l'onde de choc (s) l'atteigne et l'entraîne en la dissociant en 2 atomes, puis en ionisant éventuellement chacun d'eux. Au moment où l'onde détente (E) rejoindra ces deux atomes un chauffage intense résultera de l'absorption du faisceau laser (déflagration R). Par la suite les ions et les électrons, portés à des températures élevées, seront pris en charge par l'onde de détente centrée (E). La figure 28 b représente les profils des températures T et des densités massiques ρ dans l'écoulement considéré à un instant t_1. Pour fixer les idées rappelons que $\rho_o = 0{,}17$ g/cm^3 ; $\rho_s = 4$ à $6\ \rho_o$; $\rho_R = 3{,}3\ 10^{-3}$; $T_o = 20$°K ; $T_s \sim 5.10^4$°K et $T_R \sim$ quelques 10^6°K. On voit donc que dans la tête de détente (déflagration) où sont absorbés les photons, les discontinuités sur R et ρ sont très importantes.



- Figure 28 -

Etant donné que le but de ce modèle est d'obtenir des expressions analytiques des paramètres de l'écoulement, un certain nombre d'hypothèses simplificatrices sont nécessaires. Nous supposerons donc pour l'instant :

a) que l'écoulement est monodimensionnel plan. Ceci implique que les épaisseurs des ondes de choc et de déflagration soient plus petites que leur diamètre. Ce n'est pas vrai dans la détente vers le vide où l'expansion est conique, mais à l'intérieur du solide cette hypothèse apparaît plus raisonnable. Elle revient à négliger l'expansion latérale des différentes couches de matière ;

b) que l'onde de choc est créée instantanément au début du phénomène et qu'elle est stationnaire. Nous négligeons donc les phénomènes transitoires qui engendrent le

choc "fort" dans le milieu solide. L'hypothèse du choc stationnaire est plus criticable : ceci revient à dire que sa vitesse reste constante quelles que soient les modifications intervenant dans la détente (absorption - puissance laser). Nous verrons a posteriori que dans la zone focale (chauffage optimum) cette hypothèse se trouve vérifiée. Il faut se rappeler en effet que pendant cette phase, la puissance laser varie très peu (maximum de l'impulsion) et que la géométrie se rapproche d'un cylindre (région focale de la lentille). C'est en fait pour cette phase que les conclusions de cette étude analytique seront en très bon accord avec l'expérience (voir paragraphe III.3.2.).

c) également qu'aucun phénomène de conduction thermique ne se développe dans la zone de déflagration. Autrement dit que les discontinuités sur T et ρ entre la zone choquée et la zone d'absorption sont très grandes. Ceci est pour l'instant une commodité de calcul étant donné que le transport de chaleur par conduction implique la résolution d'équations non linéaires. En fait, là aussi a posteriori, nous verrons pourquoi cette hypothèse se justifie dans le cas des impulsions laser à fronts de montée lents. Précisons que toute la deuxième partie de cette thèse sera dévolue à l'étude des phénomènes conduisant à développer une très forte conduction thermique ;

d) que le plasma en expansion (zone E) sera considéré comme isotherme et l'absorption du faisceau laser sera supposée se produire au voisinage immédiat de la densité de coupure $\rho_c = 3{,}3\ 10^{-3}\ g/cm^3$. Ceci est d'autant plus vrai que la température est élevée et la densité basse, ce qui se trouve réalisé dans la phase de chauffage intense. Considérer la détente isotherme n'implique aucune conséquence sur le déroulement des calculs ; ceci vient du fait que seule la tête de la détente (zone d'absorption des photons) gouverne les paramètres de R et S : une fois que le plasma est devenu transparent au rayonnement, il est ignoré par le développement ultérieur du processus de chauffage. Nous donnerons plus loin les résultats du calcul pour une détente isentropique et les comparerons à ceux de la détente isotherme ;

e) enfin, nous supposerons, comme il est de règle le plus souvent, que la matière peut être décrite par la loi des gaz parfaits ; diatomique dans la zone de choc s ($\beta = 1{,}4$) et monoatomique dans la détente ($\gamma = 1{,}67$).

III.3.1.1. Les lois d'évolution.

A un instant donné l'énergie totale E_T du système est la somme de l'énergie du milieu sous choc E_s, de l'énergie de la détente E_R et de l'énergie perdue par rayonnement E_r. Le flux laser ϕ sert à entretenir un choc stationnaire de vitesse D_s et à chauffer le plasma à la température T_R.

Soit :

$$\phi = \frac{d}{dt}(E_T) = \frac{d}{dt}(E_s + E_R + E_r) \qquad (18)$$

Nous allons calculer successivement tous ces termes. Commençons par $\frac{d}{dt}(E_r)$ qui est le plus simple.

Le plasma étant optiquement mince à son propre rayonnement, l'énergie rayonnée est due au freinage des électrons dans le champ des ions (bremsstrahlung).

La relation (12) du paragraphe III.2.5.1. nous donne l'expression de la puissance émise par unité de volume.

Comme dans cette étude théorique nous allons utiliser le système d'unités CGS et que les paramètres fondamentaux seront ρ et T (température unique $T_e = T_i = T$) il est facile de transformer l'expression (11) en :

$$(P_B) = 1{,}29.10^{20} \quad \rho^2 \quad T^{1/2} \quad \text{erg/cm}^3/\text{s} \tag{19}$$

La distribution de densité dans une onde de détente isotherme est reliée à la vitesse particulaire u par la relation [31] :

$$\rho = \rho_R \exp \frac{u - u_R}{C_T} \tag{20}$$

dans laquelle l'indice R se rapporte à la valeur des paramètres sur le front de déflagration. La quantité C_T est appelée vitesse "isotherme" du son dans le milieu à température T et se déduit facilement de la vitesse du son classique a_T par la relation :

$$a_T^2 = \gamma \, C_T^2 \quad (\text{on prendra } \gamma = \tfrac{5}{3}) \tag{21}$$

Par suite :

$$C_T = (\tfrac{k}{M} \, T_R)^{1/2} \tag{22}$$

où k est la constante de Boltzmann et M la masse moléculaire du gaz.

Pour le deutérium on aura :

$$C_T = 6{,}4 \; 10^3 \; (T_R)^{1/2} \text{ cm/s}$$

Revenons un instant sur la figure 28 b et supposons que le système de coordonnées soit lié à l'onde de déflagration (R). Dans ce système on peut écrire :

$$u = \frac{x}{t} - C_T \tag{23}$$

et dx = t du, puisque T est supposé constant.

Par suite, les pertes totales par rayonnement P_r seront données par :

$$P_r = \frac{d}{dt} (E_r) = \int_V P_B \, d_V \tag{24}$$

Nous considérerons un volume de surface unité et l'axe des x dirigé dans le sens de propagation de (R) :

$$P_r = \int_{x_R}^{-\infty} P_B \, dx \tag{25}$$

A l'aide des expressions (19) (20) (22) et (23) il est facile d'obtenir :

$$P_r = 4{,}16 \; 10^{20} \quad \rho_R^2 \quad T_R \; t \quad \text{erg/s} \tag{26}$$

Remarque : Une application numérique simple va nous permettre de négliger ce terme dans la suite du calcul. Considérons en effet que le chauffage dure 10 nanosecondes et que la température a atteint une valeur $T_R = 5 \times 10^6$ °K. Nous savons que $\rho_R = 3{,}34\ 10^{-3}$ g/cm^3 (densité de coupure pour le rayonnement laser). D'où :

$$P_r = 2{,}4\ 10^{14} \text{ erg/s ou } P_r = 2{,}4\ 10^7 \text{ watts}$$

On a vu que la puissance laser nécessaire pour atteindre cette température est de l'ordre de 1 à 2.10^9 watts soit 40 à 80 fois plus grande que P_r.

Ce résultat justifie l'abandon du terme $\frac{d}{dt}(E_r)$ dans l'équation (18) de conservation de l'énergie.

Essayons maintenant de résoudre cette équation. Pour ce faire nous allons appeler M_s la masse totale de matière entraînée par l'onde de choc (s), et par M_R la masse totale de matière en détente, ceci à un instant t durant l'interaction.

a) Onde de choc.

Puisque nous avons supposé que le choc était fort, son énergie thermique est égale à son énergie cinétique. Par suite :

$$E_s = 2\left(\frac{1}{2} M_s u_s^2\right) = M_s u_s^2 \qquad (27)$$

b) Onde de détente.

Il y a lieu de calculer séparément l'énergie cinétique $(E_R)_{cin}$ et l'énergie thermique $(E_R)_{th}$:

- Par définition :

$$(E_R)_{cin} = \int_{-\infty}^{x_R} \rho \frac{u^2}{2}\, dx$$

par suite en utilisant (20) et en intégrant par parties il vient :

$$(E_R)_{cin} = \rho_R C_T t \left[\frac{u_R^2}{2} + C_T - u_R C_T\right] \qquad (28)$$

ou encore, en remarquant que $M_R = \rho_R C_T t$:

$$(E_R)_{cin} = M_R \left[\frac{u_R^2}{2} + C_T^2 - u_R C_T\right] \qquad (29)$$

- De son côté,

$$(E_R)_{th} = M_R \int_{-\infty}^{x_R} h\, dx$$

où h représente l'enthalpie par gamme.

On sait que $h = \mathcal{E} + \frac{p}{\rho}$ ($\mathcal{E}$: énergie interne par gamme) et que $\mathcal{E} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}$ (gaz parfait). D'où :

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \text{ avec } \frac{p}{\rho} = \frac{kT}{M} = C_T^2$$

Il vient donc puisque C_T ne dépend pas de x :

$$(E_R)_{th} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} M_R C_T^2 \qquad (30)$$

A ce stade du calcul, nous pouvons expliciter la relation (18) en :

$$\phi = \frac{d}{dt}\left[M_s u_s^2 + M_R \left(\frac{2\gamma - 1}{\gamma - 1} C_T^2 - u_R C_T + \frac{u_R^2}{2} \right) \right] \qquad (31)$$

expression dans laquelle subsistent 5 inconnues : M_s, M_R, u_s, u_R et C_T.

Pour les réduire nous allons exprimer les lois de conservation dans l'onde de choc et à travers l'onde de déflagration.

Soient ρ_o la densité initiale du milieu
D_s la vitesse de l'onde de choc
p_s sa pression
D_R la vitesse de l'onde de déflagration
p_R la pression derrière cette onde.

c) Dans l'onde de choc.

La conservation de la masse s'écrit $\rho_o(D_s - u_o) = \rho_s (D_s - u_s)$ comme $u_o = o$, il vient :

$$D_s = \frac{\rho_s}{\rho_s - \rho_o} u_s = \frac{\beta - 1}{2} \rho_o u_s \quad \text{car} \quad \frac{\rho_s}{\rho_o} = \frac{\beta + 1}{\beta - 1} \text{ (choc fort)} \qquad (32)$$

La conservation de la quantité de mouvement donne, pour sa part :

$$p_s - p_o = \rho_o (D_s - u_o)(u_s - u_o)$$

en négligeant p_o devant p_s et u_o devant D_s et u_s, il reste :

$$p_s = \rho_o D_s u_s \qquad (33)$$

d) A travers le front de déflagration.

Exprimons la masse m qui traverse ce front par unité de temps :

$$m = \frac{dM_R}{dt} = \rho_R (D_R - u_R) = \rho_s (D_R - u_s) \qquad (34)$$

soit :

$$\frac{m}{\rho_R} = D_R - u_R \quad \text{et} \quad \frac{m}{\rho_s} = D_R - u_s$$

Comme $\rho_s \gg \rho_R$ (numériquement ρ_s = 200 à 300 ρ_R) on peut confondre D_R et u_s.

On tire donc :

$$u_R = u_s - \frac{m}{\rho_R}$$

mais :

$$\frac{m}{\rho_R} = D_R - u_R = u_R + C_T - u_R = C_T$$

d'où :

$$u_R = u_s - C_T \tag{35}$$

De la même façon, la conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$p_R - p_s = \rho_s \, (D_R - u_s) \, (u_R - u_s)$$

Utilisant (34) et (35) il vient :

$$p_s - p_R = \rho_R \; C_T^{\,2}$$

Avec :

$$\frac{p_R}{\rho_R} = C_T^{\,2}$$

d'où :

$$p_s = 2 \, \rho_R \, C_T^{\,2} \tag{36}$$

Des relations (33) et (36) on conclut que :

$$u_s^{\,2} = \frac{4}{\beta + 1} \frac{\rho_R}{\rho_o} C_T^{\,2} \tag{37}$$

Enfin, pour exprimer M_s en fonction de ρ_R, u_s et C_T écrivons la quantité de mouvement totale :

$$M_s \, u_s + M_R \, u_R = \int_o^t (p_s - p_o) \, dt + \int_o^t (p_R - p_s) \, dt$$

négligeant encore une fois p_o devant p_s, il vient :

$$M_s \, u_s + M_R \, u_R = \int_o^t p_R \, dt$$

sachant que $p_R = \rho_R \, C_T^{\,2}$; $M_R = mt = \rho_R \, C_T t$ et $u_R = u_s - C_T$, il vient :

$$M_s \, u_s = \left[\rho_R \, C_T^{\,2} - \rho_R \, C_T \, (u_s - C_T) \right] \; t$$

ou encore :

$$M_s = \frac{\rho_R \, C_T \, t}{u_s} \left[2 \, C_T - u_s \right] \tag{38}$$

on peut donc maintenant écrire la conservation de l'énergie (équation (31)) sous deux formes suivant qu'on choisit u_s et C_T comme paramètres principaux ou au contraire ρ_R et C_T. A ce stade, nous revenons sur notre hypothèse fondamentale du plasma transparent. Nous avons supposé, en effet, que toute l'énergie était absorbée à la densité de coupure ρ_R qui est une constante pour le rayonnement laser. On exprimera donc toutes les quantités en fonction de ρ_R et C_T. Par suite :

$$\phi\ (T) = \frac{C_T^{\,3}\ \rho_R}{2} \left[\frac{7\gamma - 5}{\gamma - 1} - \frac{4\ \rho_R}{(\beta + 1)\ \rho_o} \right] \qquad (39)$$

Cette équation résoud le problème de connaître la température atteinte dans le front de déflagration lorsque le flux laser ϕ est donné et reste sensiblement constant. Toutes les autres variables peuvent être aisément calculées à partir des relations (26) à (38). On trouve en particulier que 10% de l'énergie laser est emmagasinée dans l'onde de choc, tandis que 85% se retrouve dans le plasma ; 50% sous forme d'énergie cinétique et 35% sous forme d'énergie thermique. Les pertes par rayonnement représentent 5% de l'énergie totale.

Lorsque ces pertes sont négligées, on peut voir d'après (39) (37) et (32) que la température T et les vitesses d'onde D_R et D_s sont respectivement proportionnelles à $\phi^{2/3}$ et $\phi^{1/3}$. L'application numérique au cas du deutérium et pour le laser à verre au néodyme (λ = 1,06 μ) donne :

$$\left.\begin{aligned} D_R &= 0{,}7\ \ \phi^{1/3} \\ D_s &= 0{,}84\ \phi^{1/3} \text{ en unités CGS} \\ T &= 3{,}64\ 10^{-7}\ \phi^{2/3} \end{aligned}\right\} \qquad (40)$$

Dans le cas où la détente du plasma est supposée isentropique au lieu d'être considérée comme isotherme on doit remplacer C_T par a_T (vitesse du son) sachant que $a_T^{\,2} = \gamma\ C_T^{\,2}$. Il vient alors :

$$D_R = u_R + a_T$$

$$D_s = \frac{\beta + 1}{2}\ u_S$$

$$u_s^2 = \frac{4\ \rho_R}{(\beta + 1)\ \rho_o}\ a_T^{\,2}$$

L'équation (39) se transforme en :

$$\phi\ (T) = \rho_R\ a_T^{\,3}\ (A + B + C) \qquad (41)$$

expression dans laquelle les constantes A, B et C ont pour valeur :

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{1}{2}\ \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left\{ \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left[\left(\frac{4\ \rho_R}{(\beta+1)\ \rho_o} \right)^{1/2} - \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right]^2 + \frac{2}{\gamma} \left[\left(\frac{4\ \rho_R}{(\beta+1)\ \rho_o} \right)^{1/2} - \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right] + \frac{4}{(\gamma-1)\ (3\gamma-1)} \right. \\ B &= \frac{\gamma+1}{(\gamma-1)\ (3\gamma-1)} \qquad \text{et} \qquad C = \frac{4\ (\beta-1)\ \rho_R^{\,1/2}}{(\beta+1)\ \rho_o^{\,3/2}} \end{aligned}\right\}$$

Numériquement, ce système aboutit à :

$$\left.\begin{aligned} D_R &= 0{,}89\ \phi^{1/3} \\ D_s &= 1{,}06\ \phi^{1/3} \quad \text{en unités CGS} \\ T_R &= 3{,}50\ 10^{-7}\ \phi^{3/2} \end{aligned}\right\} \qquad (42)$$

En comparant (40) et (42) on peut voir que les températures T dans les 2 hypothèses diffèrent seulement de 4%, ce qui est très inférieur aux barres d'erreurs expérimentales (15 à 20%). Dans l'hypothèse de l'expansion adiabatique, l'énergie laser qui n'a pas été absorbée dans la détente est utilisée pour chauffer une quantité supérieure de matière dans la zone de déflagration, car le débit de masse m à travers cette zone est multiplié par un facteur $\sigma^{1/2}$.

Malheureusement, la différence plus notable sur les vitesses D_R et D_s (20%) ne permet pas, non plus, de conclure sur le bon mécanisme de détente, car là aussi les erreurs expérimentales sont du même ordre de grandeur.

Par contre, les lois d'évolution en $\phi^{1/3}$ et $\phi^{2/3}$ sont confirmées de façon très satisfaisante par les résultats expérimentaux donnés sur les figures 17 et 25 [32]. Cet accord, rappelons-le, est obtenu lorsque la zone de chauffage traverse la région focale l'optique de concentration pendant que la puissance laser passe par son maximum (faible variation de ϕ). Les hypothèses essentielles de notre modèle théorique se trouvent donc justifiées a posteriori. La seule que l'on puisse encore discuter est le caractère isentropique ou isotherme de la détente ; mais nous avons vu que les résultats numériques étaient très voisins. Nous aurons l'occasion au paragraphe III.3.2. de préciser encore ce point.

Remarque : Nous avons donné au paragraphe III.1.1. les relations analytiques du processus de détonation optique. Il peut être intéressant de les comparer à celles du mécanisme de la déflagration. Pour le deutérium nous avons :

$$\frac{T_{\text{déflagration}}}{T_{\text{détonation}}} = 5{,}5 \text{ et } \frac{D_{\text{déflagration}}}{D_{\text{détonation}}} = 0{,}3 \qquad (43)$$

Rappelons que, physiquement, ceci revient à focaliser le même faisceau laser :

- soit dans le deutérium gazeux pour la détonation ;
- soit dans le deutérium solide pour la déflagration.

Compte tenu des différences T et D, la confrontation entre théorie et expérience met donc en évidence et de façon très nette, la nature du mécanisme de chauffage.

Pour la détonation, les vitesses mesurées varient entre 1 et 4 10^7 cm/s et les températures entre 80 et 150 eV, tandis que dans le mécanisme de déflagration les vitesses observées sont de 2 à 3 10^6 cm/s et les températures atteintes de 300 à 500 eV.

III.3.2. Etude numérique.

D'autres approches analytiques de ce même phénomène ont été développées en Italie [33] et en Union Soviétique [34]. La résolution des équations est basée sur la théorie de similitude de SEDOV [35] et nécessite donc des hypothèses simplificatrices. La température varie alors comme le flux à la puissance 1/2 et l'absorption des photons dans le plasma se fait sur une grande profondeur ; une onde de choc se propage en avant de cette zone de chauffage où les températures doivent être moins élevées que dans le mécanisme de la déflagration.

La différence essentielle entre ces deux théories vient d'une hypothèse simplificatrice que l'on est obligé d'introduire dans le calcul analytique afin d'avoir autant d'équations que d'inconnues. Cette hypothèse porte sur l'absorption du flux laser dans le plasma en détente et réagit donc sur les lois de variation qui en découlent.

Les auteurs de [33] et [34] et les partisans des lois de similitude en général, considèrent que le plasma en détente est opaque au rayonnement laser, que par suite l'absorption des photons se fait dans tout le volume, créant ainsi un écran entre les photons et le solide. L'évaporation de la matière solide ne peut alors se faire que si une partie de la vapeur devient transparente, effet direct du chauffage. Pendant tout le processus d'interaction l'épaisseur optique Kr de la vapeur est supposée égale à l'unité (K coefficient d'absorption des photons $K = \frac{1}{L_p}$ et r épaisseur de matière chauffée). D'où le nom d'autorégulation donné à ce processus.

Au contraire, nous avons considéré que la vapeur en détente était transparente au rayonnement et que par suite les photons atteignaient sans absorption notable (inférieure à 20%) la zone de densité où la fréquence plasma est voisine de la fréquence laser. Dans cette zone l'absorption est totale sur un volume très faible devant les dimensions totales du plasma. Cette hypothèse se justifie si les températures sont supérieures au million de degrés, ce qui revient à considérer établis a priori la formation de la vapeur et son chauffage jusqu'à cette température.

Un troisième paramètre enfin est à prendre en compte dans le processus d'interaction. Nous verrons, dans ce qui suit, son influence sur le chauffage et il constitue la différence essentielle entre la présente étude et celle effectuée au Laboratoire de Garching [38] qui utilise un processus de calcul et des équations tout-à-fait semblables. Ce paramètre est la géométrie imposée à la détente du plasma dans le cadre d'un mouvement monodimensionnel.

Nous avons vu, en effet, que le libre parcours moyen des photons était proportionnel à $1/n_e^2$. Sa variation dans l'espace, c'est-à-dire entre le vide et le solide non perturbé, est fonction du gradient de densité dans cette zone. Si ce gradient est faible l'absorption se fait en volume et le processus d'autorégulation est très probable, tandis que s'il est important l'hypothèse de la transparence du plasma devient prépondérante et il y a absorption pelliculaire au voisinage de la fréquence de coupure. C'est à notre avis ce qui explique la différence des températures atteintes dans ces deux études :

- Pour des valeurs de flux voisines de 10^{12} W/cm^2, des températures de 2×10^6 °K sont obtenues dans [38], alors que des valeurs de 5 à 6 10^6 °K sont trouvées dans la présente étude et ont été mesurées expérimentalement au laboratoire [32]. Dans l'étude [38] le faisceau laser est représenté par un cylindre de 100 µ de diamètre;

dans la présente étude au contraire, nous nous sommes attachés à prendre en compte le plus fidèlement possible la caustique de l'objectif qui focalise le faisceau sur la dible, objectif dont l'ouverture est voisine de f/1 pour une même valeur de section de 100 μ au foyer.

Ceci est en grande partie confirmé par une étude de NEMCHIMOV [39] destinée à mettre en évidence l'influence de la bidimensionnalité du phénomène sur l'absorption des photons dans le plasma en détente. Il montre, en particulier, que dans le mouvement monodimensionnel plan, l'absorption se fait essentiellement en volume (ou encore sur des profondeurs importantes devant le diamètre). Par contre, l'expansion latérale qui existe naturellement dans la détente conduit à un abaissement de la densité plus rapide, donc à un gradient plus important. Ceci explique notre souci de considérer une géométrie conique destinée non seulement à représenter les conditions expérimentales, mais aussi à simuler dans le programme machine cette expansion latérale du plasma. Le problème du chauffage de la matière à des températures de plusieurs millions de degrés est en effet lié à une évacuation très rapide de la matière déjà chauffée. Nous verrons d'ailleurs que ce phénomène constitue une limitation du flux et de la température lorsque la zone de déflagration, ou encore d'absorption des photons, se trouve dans la région focale de l'objectif de concentration, région où l'expansion cesse d'être conique pour devenir cylindrique.

En conclusion, on peut dégager les critères essentiels qui justifient l'étude numérique qui va suivre et les points particulièrement importants sur lesquels elle apporte des éléments nouveaux.

a) L'absorption des photons laser par la matière dépend très fortement de la densité et de la température, lesquelles varient avec le temps et l'espace. Le phénomène apparaît donc instationnaire et nécessite des hypothèses très simplificatrices dans les approches analytiques qui ont été tentées [33], [34], [36]. L'ordinateur par contre permet de réduire considérablement le nombre de ces hypothèses et restitue la variation dans le temps de toutes les grandeurs physiques.

b) Il permet en outre, dans le cas particulier de l'interaction qui est étudié ici, de préciser le type de mécanisme mis en jeu dans le chauffage, de suivre la formation et l'évolution des zones de choc et de déflagration pendant la durée de l'impulsion laser.

c) Ayant à notre disposition un certain nombre de résultats expérimentaux, l'étude numérique permet d'évaluer quelques points importants inaccessibles aux diagnostics du plasma comme, par exemple, les épaisseurs et les zones d'absorption des photons.

d) Enfin, la prise en compte dans ce calcul, de conditions voisines de celles des expériences de laboratoires (forme de l'impulsion laser, caustique de l'optique de concentration) permet de confirmer ou non les résultats acquis au laboratoire, ainsi que la validité du modèle machine lui-même toujours soumis à des simplifications nécessaires.

A. EQUATIONS ET TRAITEMENT NUMERIQUE.

A.1. Les conditions physiques du problème.

Nous considérerons uniquement le processus d'interaction du faisceau laser avec une cible massive, par opposition aux phénomènes survenant lorsqu'on irradie un granule de très petites dimensions, encore que dans ce dernier cas, les problèmes puissent être du même ordre [40] . Les durées d'impulsion laser seront de quelques nanosecondes à quelques dizaines de nanosecondes.

Afin de respecter au maximum les conditions de l'expérience, le barreau de deutérium solide a une épaisseur de 800 microns et le faisceau laser est focalisé 500 μ à l'intérieur. Dans une telle situation, nous avons montré au paragraphe III.2.4.3. que le processus d'interaction peut se décomposer en trois phases principales schématisées sur la figure 16.

- Phase I.

Le plasma est créé au foyer de l'optique de concentration et évolue à l'intérieur du solide vers la face avant du barreau. Le mouvement est attribué à une onde de détonation qui se trouve, dans la majorité des cas, fortement perturbée par un phénomène de multiclaquage [3] ou d'onde de claquage [41] si la montée de l'impulsion laser est très rapide. Dans cette phase le degré d'ionisation reste faible, car les températures ne dépassent pas quelques 10^4 °K (voir paragraphe III.2.4.3.b.).

- Phase II.

Lorsque le plasma a atteint la face avant du solide il se détend très rapidement dans le vide dans le même temps qu'un front lumineux se propage vers l'intérieur du solide [14]. C'est la phase de chauffage où les températures peuvent atteindre plusieurs millions de degrés et où le schéma du choc suivi de la déflagration est supposé s'établir et se développer (voir paragraphe III.2.4.3.c.).

- Phase III.

L'onde de choc a atteint la face arrière du solide et se détend dans le vide. La densité de flux d'énergie arrivant sur la cible diminue car la puissance laser baisse. C'est la phase de détente et de refroidissement.

Le traitement numérique du problème ne porte que sur les phases II et III car une analyse complète nécessiterait un nombre de couches prohibitif pour les ordinateurs I.B.M. 7094 ou C.I.I. 10070 que nous avons utilisés. Cette restriction n'est en fait pas très grave puisque la température de la phase I est assez basse. De plus, les phénomènes de recombinaison dans le solide doivent très rapidement y réduire les perturbations avant que le front lumineux de la phase II ne le pénètre. Cette situation est communément admise par tous les auteurs et nous la préciserons lors de la détermination des conditions initiales imposées au calcul.

A.2. Modèle à symétrie sphérique.

Le modèle est monodimensionnel. Afin de tenir compte de la géométrie conique du faisceau (focalisation sur la cible) nous considérerons comme dans [38] une symétrie sphérique. Chaque couche de matière est donc assimilée à une coquille sphérique d'épaisseur e dont le centre est le foyer de l'optique de concentration. A masse égale, l'épaisseur des couches successives de matière augmente donc du bord

vers le centre. La puissance laser arrivant réellement sur la cible est donc multipliée par $\frac{4\pi}{\Omega}$, Ω étant l'angle solide de l'optique de concentration ($\Omega = 0{,}64$ dans notre cas). Par contre les intensités sont invariantes dans cette géométrie.

Comme c'est le cas, en général, dans les problèmes monodimensionnels, nous avons choisi la forme Lagrangienne pour le traitement des équations du mouvement. Cette dernière convient très bien lorsque l'écoulement comporte des interfaces, ce qui est notre cas, et a la propriété de rendre la conservation de la masse automatique ce qui, dans l'approximation aux différences finies, permet une précision très supérieure à la forme Eulérienne.

A.3. Modèle à une seule température.

L'écoulement sera considéré comme un fluide unique, ce qui revient à considérer un couplage très étroit entre les électrons et les ions ($v_e = v_i$). On considérera, dans cette partie, que l'équipartition de l'énergie est complète, c'est-à-dire $T_e = T_i = T$. Nous reviendrons dans la conclusion sur la justification de cette hypothèse.

A.4. Les équations fondamentales.

D'après la symétrie, les particules de deutérium situées dans une couche de rayon R et d'épaisseur dR, sont toutes dans le même état physique et cinématique à tout instant.

Soit donc r la coordonnée Lagrangienne d'un élément de matière, de masse m, dans une configuration où les diverses couches sphériques se déplacent soit vers le centre, soit vers l'extérieur. La coordonnée radiale de cet élément à l'instant t sera notée R (r,t).

Soient :

- ρ_o la masse volumique de la matière au repos ;
- ρ la masse volumique de la matière à l'instant t pour la coordonnée r ;
- p la pression ;
- t le temps ;
- u la vitesse radiale ;
- $\mathcal{E}$ l'énergie interne massique ;
- q la pseudo-viscosité.

Chacune de ces variables doit être considérée comme dépendant de r et de t.

A.4.1. Conservation de la masse.

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_o} \left[\frac{R\ (r,t)}{r}\right]^2 \frac{\partial R}{\partial r} \qquad (44)$$

l'exposant 2 est une conséquence de la symétrie sphérique. Il serait de 1 en géométrie cylindrique et de 0 en géométrie plane.

A.4.2. Conservation de la quantité de mouvement.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_o} \left[\frac{R\ (r,t)}{r} \right]^2 \frac{\partial (p + q)}{\partial r} \qquad (45)$$

où q est le terme de pseudo-viscosité qui sera explicité au paragraphe A.6.3.

A.4.3. Conservation de l'énergie.

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{p + q}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + Q \qquad (46)$$

où Q représente les termes sources diminué des pertes (voir paragraphes A.6.1., A.6.2., A.6.3., A.6.4.,) c'est-à-dire essentiellement l'apport d'énergie lumineuse par le laser, le phénomène de conduction électronique et les pertes du plasma par rayonnement.

A ces trois équations fondamentales il y a lieu d'ajouter l'expression de la vitesse radiale u :

$$u = \frac{\partial R}{\partial t} \qquad (47)$$

A.5. L'équation d'Etat.

L'équation d'état du gaz parfait est en général utilisée dans ce type de calcul [1][7][8]. Nous lui avons préféré, pour notre part, une équation d'état un peu plus élaborée donnée par les auteurs de [42] qui fixent le domaine de validité aux valeurs :

$$10^{-10} \leqslant \rho \leqslant 10^{3}\ g/cm^3$$

$$300°K \leqslant T \leqslant 10^{8}°K$$

ρ et T étant la densité massique et la température.

Cette équation d'état découle de l'application de la loi d'action de masse aux basses et moyennes densités, de la méthode de Feyman-Métropolis-Teller aux fortes densités. Elle recoupe de façon très satisfaisante d'une part l'énergie et la pression d'un gaz complètement dégénéré aux basses températures, d'autre part l'énergie et la pression d'un gaz parfait au-delà de 10^7°K.

Cette équation d'état s'exprime analytiquement sous la forme :

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} = a\ T^b \qquad (48)$$

avec $\gamma = 5/3$, $a = 5{,}7.10^7$ et $b = 0{,}98$ (unités C.G.S.).

Nous avons également besoin de connaître le degré d'ionisation en fonction de la température. Pour le calcul de la densité électronique n_e nous utilisons la loi de SAHA EGGERT simplifiée :

$$n_e = 2{,}41\ 10^{15} \left[\sqrt{T^3 \exp - \frac{2\chi_i}{T} + 2{,}47\ 10^8 \rho T^{3/2} \exp\left(-\frac{\chi_i}{T}\right)} - T^{3/2} \exp\left(-\frac{\chi_i}{T}\right) \right] \quad (49)$$

dans laquelle χ_i est le potentiel d'ionisation de l'atome (χ_i = 13,6 eV). Cette expression donne n_e en cm^{-3} pour χ_i et T exprimés en °K.

Cette expression suppose le rapport des fonctions de distribution atomiques et ioniques égal à 1, aucun abaissement du potentiel d'ionisation et une recombinaison radiative négligeable. Elle apparaît donc comme d'autant plus valable que n_e est plus grand. Elle a été décrite en supposant la présence d'atomes seuls donc une température initiale supérieure à 52 300°K pour laquelle la molécule de deutérium se dissocie. Il faut remarquer que cette dernière hypothèse n'a aucune conséquence sur le déroulement ultérieur du calcul.

Nous verrons, en effet, que très rapidement (quelques nanosecondes après le début de l'ionisation) l'énergie interne de chaque particule atteint des valeurs de 50 à 60 eV pour ensuite dépasser largement 100 eV. Dans ces conditions même l'énergie d'ionisation aurait pu être négligée dans notre cas (Z = 1).

Le nombre d'électrons n_e est donc relié au nombre d'atomes n_A par l'expression $n_e = \frac{\rho}{2m_p} - n_A$ où m_p est la masse du proton.

Remarque sur la validité de l'équation de SAHA.

Comme le montre T.F. STRATTON [43] l'équation de SAHA peut-être avantageusement remplacée par l'équation de la couronne solaire aux densités de l'ordre de 10^{16} à 10^{22} cm^{-3} et aux températures supérieures à 100 eV. C'est un problème de processus de recombinaison : à trois corps pour SAHA, radiative pour la couronne solaire.

Dans le domaine de n et T ci-dessus, l'équation conduit donc à un degré d'ionisation pessimiste si le nombre atomique Z est élevé. Il n'en est pas de même pour l'hydrogène où le deutérium à des températures de quelques centaines d'électrons-volts, comme ce sera notre cas. Dans ces conditions le plasma peut être considéré comme totalement ionisé sans grande erreur. Par contre, dans la zone de choc, où les températures seront comprises entre 1 et 10 eV, l'équation de SAHA apparaît plus valable que celle de la couronne solaire.

Par conséquent, l'utilisation de l'équation (49) dans notre cas particulier (deutérium Z = 1) semble justifiée. Il n'en serait plus de même si notre étude devait porter sur des éléments à Z plus élevé où l'équation de la couronne solaire serait plus appropriée [43].

A.6. Paramètres de transport.

A.6.1. Coefficient d'absorption du rayonnement laser.

Soit K (ρ,T) le coefficient d'absorption d'une couche de matière. Si P est la puissance incidente sur cette couche pendant un temps Δt, l'énergie absorbée s'écrit :

$$Q_A = P.\ \Delta t \left[1 - \exp\left(-K\ .\ \Delta R\right)\right] \qquad (50)$$

avec ΔR épaisseur de la couche.

Nous connaissons l'expression et la valeur de la puissance laser arrivant sur la cible (voir figure 16). Sa forme analytique représente à mieux que 5% la puissance réelle utilisée dans les expériences de laboratoires.

En unités C.G.S. (erg/s) $P = 10^{16} \exp\left[0{,}14\ (t + 14{,}2)\right]$ pour $-40 < t < -20$ns, et $P = 10^{16} \exp\left[-4{,}83\ 10^{-5}\ /t/^{3{,}28}\right]$ pour $-20t + 100$ ns, l'instant zéro étant pris au sommet de l'impulsion laser.

Le processus d'absorption du rayonnement laser est supposé être dominé par le mécanisme de bremmstrahlung électron-neutre et électron-ions (voir chapitre II, paragraphe II.1.4.). Aucun phénomène non linéaire de chauffage n'est considéré ici.

L'expression de K a été donnée en II.1.4. (équation (1)) :

$$K = \sqrt{2}\,\frac{\omega}{c}\sqrt{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega} \times \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right)^2} - \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right)} \qquad (51)$$

dans laquelle on a tenu compte de l'émission induite ([5], p. 124),

ω est la pulsation de l'onde laser ;
c la vitesse de la lumière ;
ω_p la pulsation plasma ;
ν la fréquence de collision.

A.6.2. Conduction thermique électronique.

Il est possible, en calculant les libres parcours moyens de PLANCK et ROSSELAND [44], de montrer que le plasma est optiquement mince et qu'aucune onde radiative ne peut se propager dans le milieu.

Par contre, la conduction thermique électronique peut jouer un rôle important dans les zones à fort gradient de température. Le flux de conduction s'exprime d'après [45] par :

$$\phi_c = - C\ \frac{\partial T}{\partial R} \qquad (52)$$

avec $C = 8.10^{-6}\ T^{5/2}$ coefficient de conductibilité électronique (Log Λ a été pris constant et égal à 5,5 correspondant à la plage $10^{20} < n_e \leqslant 10^{21}$ et $10^5 < T <$ qq 10^6 °K).

A.6.3. Coefficients de pseudo-viscosité.

C'est une viscosité artificielle introduite dans les calculs pour le traitement sur ordinateur des discontinuités et des ondes de choc.

Suivant [46] l'expression de ce terme est :

$$q = \begin{cases} \ell^2 \rho \left(\frac{\partial u}{\partial R}\right)^2 & \text{si } \frac{\partial u}{\partial R} < 0 \\ 0 & \text{si } \frac{\partial u}{\partial R} \geqslant 0 \end{cases} \qquad (53)$$

dans laquelle le terme constant ℓ a été pris égal à $\sqrt{2}$.

A.6.4. Pertes par rayonnement.

Au paragraphe III.3.1.1. nous avons montré que ces pertes par rayonnement étaient imputables au rayonnement de freinage et représentaient de 4 à 5% de l'énergie totale du laser.

Leur expression P_R est égale à :

$$P_R = 1{,}3.10^{20}\ \rho^2\ T^{1/2}$$

où P_R est en erg/cm^3/s si T est en °K et ρ en g/cm^3.

La valeur de ce terme est négligeable pour les puissances lasers de quelques gigawatts que nous utilisons actuellement. Il n'en sera plus de même lorsque les températures auront atteint quelques 10^7 °K. Nous l'avons cependant introduit dans le présent calcul.

A.7. Les équations aux différences finies.

A.7.1. Découpage en couches. Pas dans le temps.

On se donne un barreau de deutérium solide à l'intérieur duquel le faisceau laser est focalisé au point O. A partir de ce point O, on découpe la cible en couches sphériques équimassiques (masse Δm). La masse volumique au repos est ρ_o = 0,17 g/cm^3.

Chaque couche est indicée dans l'espace par le symbole i depuis l'intérieur vers l'extérieur. Si Δt est le pas dans le temps, un instant quelconque t sera représenté par $t = n\,\Delta t$, n indice de temps.

La valeur Δm impose une épaisseur de couche ΔR variable avec le rayon R puisque la section varie le long du cône de focalisation. Afin d'éviter une erreur trop grande dans la conservation de l'énergie, il y a lieu de faire absorber les photons sur toute l'épaisseur d'une couche. Il faut donc relier ΔR donc Δm à la valeur de l'opacité de la matière vis-à-vis des photons laser (λ = 1,06 μ). Cette opacité varie de quelques 10^{-2} à 10^{+5} cm^{-1} suivant les paramètres n et T du plasma. On a donc choisi ΔR le plus petit possible compatible avec la capacité de mémoires de l'IBM 7094 utilisée dans ce calcul. La valeur ΔR choisie est égale à 0,2 μ sur l'extérieur du glaçon, région où arrivent les photons. Cette valeur augmente de l'extérieur vers l'intérieur. Ainsi, les couches de matière recevant le rayonnement pourront-elles avoir des épaisseurs de quelques microns au moment de l'absorption. Ce point est très important et a nécessité une longue mise au point du programme. Par suite, un sous-programme redécoupe automatiquement les couches internes au fur et à mesure qu'elles se trouvent intéressées par le phénomène au cours du mouvement.

La valeur du pas dans le temps Δt est essentiellement imposée par l'hydrodynamique. Soit u la vitesse particulaire, la conservation d'une masse positive (volume positif) impose $u \times \Delta t < \Delta R$. Les vitesses les plus élevées dans le phénomène sont de l'ordre de 10^7 cm/s d'où $\Delta t < 2 \times 10^{-12}$ s. La valeur choisie au départ pour Δt est : 10^{-12} s.

Cette valeur pourra varier au cours du temps suivant les valeurs de u. Le pas dans le temps se divise ou se multiplie automatiquement par un sous-programme annexe.

A un instant $t = n \Delta t$ la position de la couche i est repérée par $R_i^{n+1/2} = \frac{1}{2} (R_i^n + R_i^{n+1})$. Le programme traite de 800 à 1000 couches. Afin de traiter les quelques 800 μ de matière (épaisseur de la cible) un décalage est réalisé au cours du temps : on abandonne les couches en détente transparentes aux photons pour en ajouter en avant de l'onde de choc dans la zone non encore perturbée par tout phénomène. C'est cette capacité limitée de mémoires qui nous impose de ne pas traiter la première partie de l'interaction.

A.7.2. Discrétisation des équations.

On trouvera dans notre étude publiée par ailleurs [52] les équations discrétisées correspondantes au modèle exposé. Ces dernières ne sont pas nécessaires à la compréhension de l'étude. On notera seulement que l'équation de l'énergie est une équation implicite qui se résoud par la méthode de NEWTON. Du point de vue sequentiel on commence par calculer la vitesse u qui permet de trouver le nouveau rayon R_i^{n+1} donc le nouveau volume de la couche intéressée. On en déduit sa masse volumique ρ_i^{n+1} et on peut alors résoudre l'équation de l'énergie. Il a été vérifié au préalable que cette équation admettait une solution unique dans le domaine des températures utilisées.

A.7.3. Démarrage du calcul.

Nous avons précisé antérieurement que seule la phase de chauffage du barreau de deutérium sera traitée par ce programme.

A la fin de la phase I sur la figure (16) le plasma est donc situé en surface du matériau y portant la température à une valeur de quelques 10^3 à quelques 10^4 °K, ce qui amène dans la couche une opacité suffisante pour absorber l'énergie laser. L'équation de SAHA donne alors des densités électroniques comprises entre 10^{18} et 10^{20} cm^{-3} (degré d'ionisation compris entre 2×10^{-5} et 2×10^{-3}). On peut cependant imaginer le phénomène sans la phase I, c'est-à-dire une focalisation en surface du matériau où la phase de chauffage se développe également sans qu'il y ait eu une ionisation préalable. Or le deutérium au repos est un diélectrique ne comportant que très peu d'électrons libres, insuffisants en tous cas pour atteindre des opacités très importantes.

Nous ne rentrerons pas ici dans la controverse de l'ionisation multiphotonique du deutérium solide si ce n'est pour confirmer que l'expérience montre effectivement l'apparition d'un plasma lorsque l'intensité laser est de l'ordre de 1 à 2×10^{10} W/cm^2. Autrement dit, pour ces valeurs d'intensités un nombre suffisant d'électrons libres sont présents dans le plasma pour que l'absorption des photons soit importante. Dans notre cas, ce phénomène se produit à -40 ns avant le sommet de l'impulsion laser ($P \sim 25$ MW contre 1 GW au sommet).

D'autre part un essai machine a été fait en imposant une température de 10^4 °K sur les trois couches externes. Dans ce cas, l'ionisation n'est pas suffisante et les couches se détendent avant que l'opacité ait atteint des valeurs convenables, ce qui est contraire à l'expérience. Si bien que les conditions initiales suivantes ont été imposées :

- démarrage du calcul à -40 ns ce qui correspond à l'expérience (voir fig. 16). L'intensité sur la couche externe est alors 1,2 10^{10} W/cm^2 ;
- couche extérieure (attenante au vide et sur laquelle arriveront les photons) portée à une densité électronique de 10^{19} soit un degré d'ionisation de l'ordre de 2×10^{-4}. L'équation de SAHA donne alors une température de 4 à 5 10^3 °K, qui conduit à une détente plus lente. Les autres couches sont à 20°K. Aucun gradient initial de densité n'est introduit.

Ces conditions sont nécessaires et suffisantes pour permettre au calcul de se développer ; la couche externe absorbe l'énergie laser, se chauffe à quelques 10^5 °K, transmet de l'énergie à la couche interne qui s'opacifie et absorbera le rayonnement lorsque la couche externe sera devenue transparente. Ainsi une onde de chauffage peut se développer vers l'intérieur du solide pendant que la matière chauffée se détend dans le vide.

Ces conditions initiales peuvent apparaître arbitraires et elles le sont dans une certaine mesure. On vérifie cependant a posteriori que l'expérience n'est pas en contradiction avec le déroulement ultérieur du calcul. De plus elles sont à comparer avec celles utilisées dans [7] et [38].

B. RESULTATS.

B.1. Les différents cas traités.

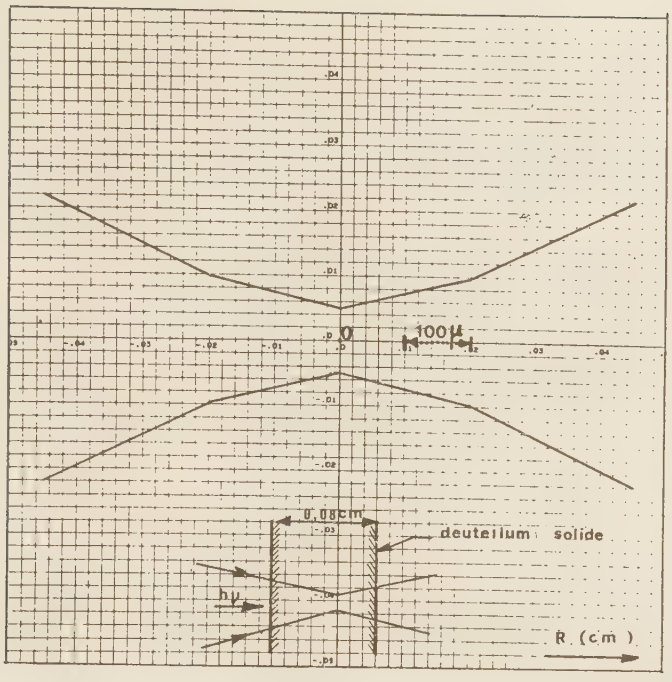
Le faisceau est focalisé par l'objectif plan asphérique [10] à 500 microns à l'intérieur du barreau de deutérium dont l'épaisseur est 800 microns. La forme de la caustique de concentration des rayons a été représentée figure 29. Dans le vide, le diamètre focal est de l'ordre de 30 μ (mesurés) et nous l'avons fait varier de 100 à 150 et 200 μ dans le phénomène d'interaction, ce qui représente certainement mieux la réalité (aberrations introduites par la cible, expansion latérale du plasma, etc ...).

B.2. Représentation de l'écoulement à un instant t.

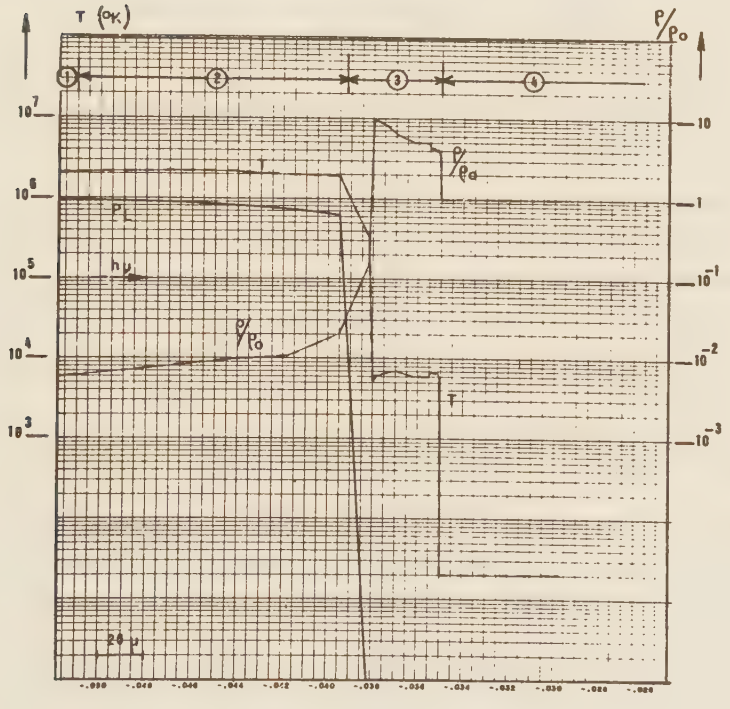
Sur la figure 30 nous avons tracé la densité ρ et la température T en fonction de l'espace R quelques 15 nanosecondes avant le sommet de l'impulsion laser. Le laser vient de la gauche de la figure.

L'écoulement est représenté dans son ensemble et on peut distinguer 4 zones numérotées de 1 à 4 :

- la zone (1) correspond au plasma en détente du côté du vide. Ce plasma est transparent au rayonnement, comme l'indique la courbe de l'absorption laser P_L normée à 1 ;
- la zone (2) est la région où se réalise l'absorption des photons. Cette dernière permet d'atteindre les températures les plus élevées ici 2,5.10^6 °K. Les vitesses sont encore dirigées vers le vide comme dans la région (1) ;



- Figure 29 -



- Figure 30 -

- la zone (3) est constituée par une onde de choc se propageant dans le solide. Ce choc est engendré et entretenu par le plasma chaud qui se détend brutalement dans le vide (région 2) ;
- enfin, la zone (4) qui est le solide non encore perturbé de densité initiale ρ_o.

On constate que l'absorption des photons dans (2) se fait essentiellement au voisinage de la densité de coupure $\rho_c = \frac{\rho_o}{50}$. Une absorption mesurable (10%) com-

mence cependant à partir d'une densité électronique de 3×10^{10} cm^{-3}, tandis que la température est voisine de 2×10^{6} °K. La puissance laser à cet instant est de 0,7 GW et le flux de 4 à 5.10^{11} watts/cm^2.

La zone (3) montre l'allure de la région sous choc avec une desnité qui décroît de 10 à 4 fois la densité initiale ρ_o lorsqu'on s'éloigne de la zone de déflagration. La température y est encore très basse, de l'ordre de 7 à 8 $\times 10^{3}$ °K.

B.3. Progression de l'écoulement au cours du temps.

La zone où $\rho(R) = \rho_c$, densité de coupure, est caractéristique de l'écoulement. Nous avons donc représenté sur la figure 31 les profils de densité à différents instants au cours de l'interaction. Ces profils sont ramenés à la même abscisse ρ_R afin de montrer leur variation en fonction du temps. L'abscisse ρ_R est en fait variable comme on le verra sur la figure 33.

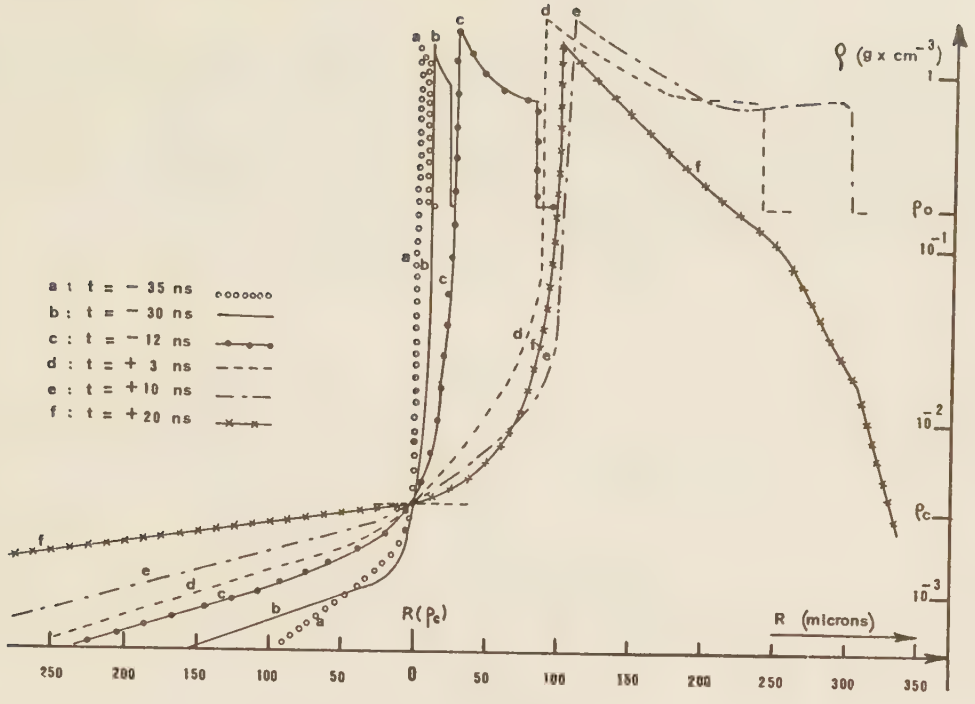
a) zone de détente : Nous appellerons détente toute la partie de l'écoulement dont la densité est inférieure à $\rho_c = 3{,}3.10^{-3}$ g/cm^3 (soit $n_e \simeq 10^{21}$ cm^{-3}). Les photons auront à traverser la majeure partie de celle-ci afin d'être absorbés au voisinage de ρ_c. La figure 31 montre la modification du profil au cours du temps et il est très important de noter le relèvement de ce profil au fur et à mesure de la propagation du choc vers l'intérieur. Le libre parcours moyen des photons étant proportionnel à $\frac{n_e^2}{T_e^{3/2}}$ il s'ensuit qu'à température élevée, l'augmentation de n_e dans la détente (pour une abscisse donnée) conduit à une absorption notable de plus en plus éloignée de la valeur ρ_c. Ce phénomène constitue une limitation des flux maximums sur le front de déflagration.

b) zone de choc : Comme l'avaient montré les auteurs de [34], la propagation de l'onde de choc n'est pas stationnaire. Après une première phase de compression (a), (b), où les vitesses sont de l'ordre de 7 à 8 $\times 10^{5}$ cm/s, le choc se développe plus rapidement (c), (d), (e) avec des vitesses de 1,4 à $1{,}8.10^{6}$ cm/s ; (nous rappelons que la vitesse du son dans le deutérium solide au repos est comprise entre 1 et 2 $\times 10^{5}$ cm/s).

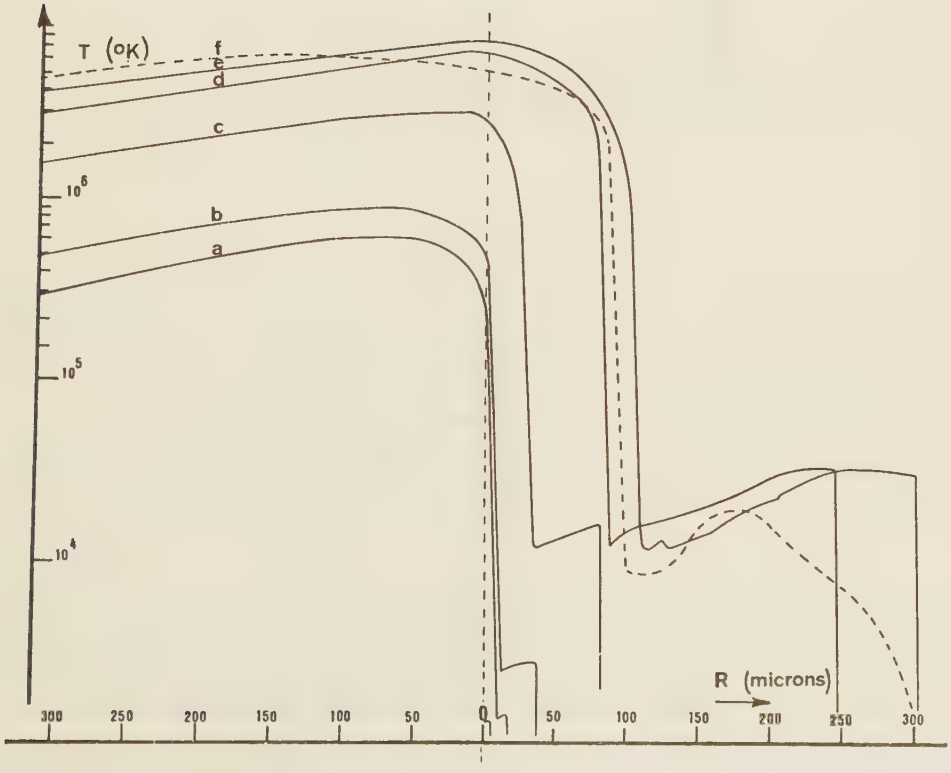
Nous avons également représenté sur la figure 31 un profil de densité à un instant postérieur à l'émergence du choc à l'arrière de la cible (indice f).

c) zone de conduction : C'est la zone comprise entre la valeur ρ_c et la compression maximum. La variation des profils dans cette zone est étroitement couplée à celle des profils de détente. On pourrait pratiquement définir une nouvelle zone de déflagration correspondant au pied de l'onde de conduction, ce qui correspond à une valeur d'environ 10 ρ_c soit $n_e \simeq 10^{22}$ cm^{-3}. La profondeur maximum de cette zone de conduction est, dans les trois cas traités, de l'ordre de 100 microns, donc assez faible devant les autres dimensions du phénomène.

La figure 32 représente les profils de température correspondants aux mêmes temps que sur la figure 31. Ces profils sont évidemment complémentaires des précédents et nous y retrouvons les trois zones de détente, choc et conduction. On notera que la température augmente sensiblement dans la tête de détente à cause de l'absorption non négligeable en avant de ρ_c.



- Figure 31 -

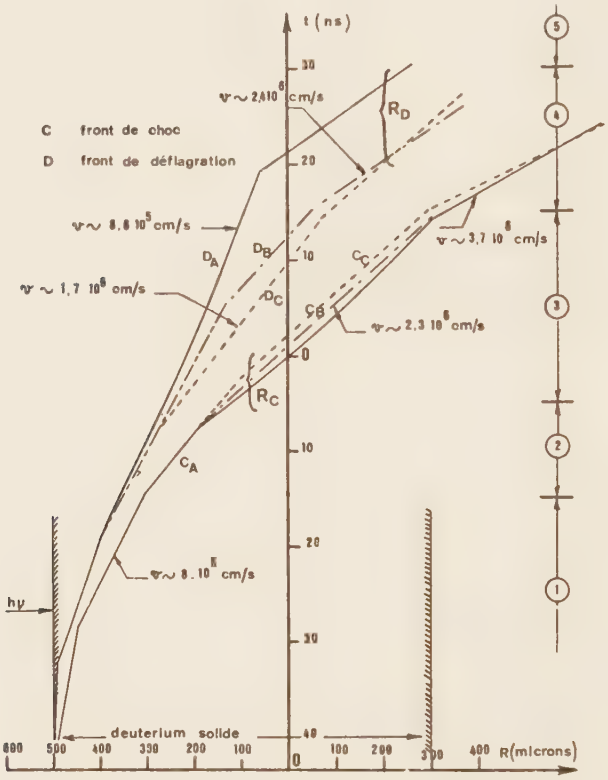


- Figure 32 -

B.4. Variation dans le temps et l'espace des fronts de choc et de déflagration.

B.4.1. Résultats numériques.

Sur la figure 33 nous portons les positions R_C et R_D des fronts de choc et de déflagration en fonction du temps (donc de la puissance laser). Les trois cas 100, 150 et 200 μ sont représentés sur la même figure par les indices A, B, C ; les lettres C et D se rapportent aux fronts de choc et de déflagration. L'instant zéro correspond au maximum de l'impulsion laser.



- Figure 33 -

Pour interpréter ce diagramme de marche, il y a lieu de le corréler avec la figure 36 dans laquelle ont été représentés les flux et les températures atteints dans le front de déflagration. On distingue cinq zones numérotées de 1 à 5 :

- zone 1 : C'est la première phase de chauffage (températures comprises entre 10^5 et 10^6 °K) au cours de laquelle la détente se développe et le choc se crée. Toute l'énergie de choc est dispensée sous forme de mise en pression. R_C et R_D sont très voisins.

- zone 2 : C'est une phase de transition dans laquelle les températures dépassent 2×10^6 °K et où le front de choc commence à progresser de manière notable par rapport au front de déflagration. On peut schématiser cette accélération de l'onde de choc en considérant qu'après la mise en pression (phase 1) l'énergie communiquée au choc se transforme cette fois en énergie cinétique (l'énergie thermique est encore très faible $T_c \sim$ quelques 10^4 °K).

Si on se place du côté des photons, on peut parler aussi de ralentissement du front de déflagration par rapport au front de choc. En effet, la position du front de déflagration (zone d'absorption des photons) peut varier avec le débit de matière qui la traverse. Or cette zone correspond justement au démarrage du mécanisme de conduction thermique qui met en vitesse la matière en amont du front de déflagration.

- zone 3 : C'est la phase de chauffage intense où les températures de 5 à 6 millions de degrés sont atteintes. Les flux lasers passent par leur maximum, la conduction et le choc continuent à se développer et se propagent aux dépens de l'onde de déflagration. Les vitesses du front de choc atteignent $2,3 \times 10^6$ cm/s pour des flux de 5.10^{12} W/cm^2 ;

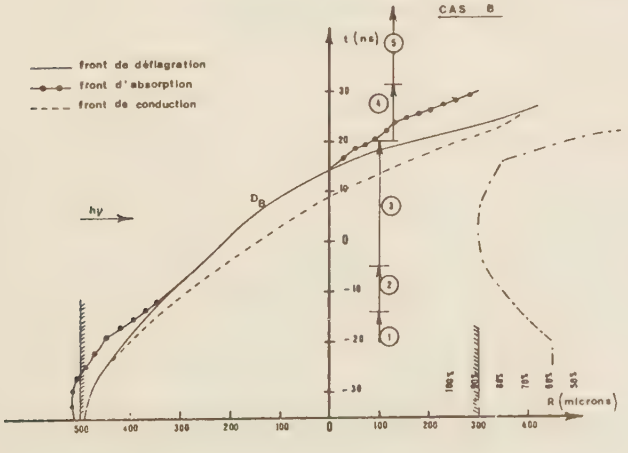
- zone 4 : L'onde de choc a émergé à l'arrière de la cible et une onde de raréfaction remonte en sens inverse dans le solide sous choc. Les températures commencent à décroître mais lentement. La matière est éjectée dans le vide à des vitesses de $3,7 \times 10^6$ cm/s en accord avec la théorie classique de l'émergence d'un front de choc sur une interface ;

- zone 5 : Les flux et les températures décroissent très rapidement à cause de l'impulsion laser. L'abaissement de densité dans le choc conduit alors à une accélération de l'onde de déflagration, phénomène complémentaire de celui de la zone 2.

Sur la figure 34 nous avons représenté la progression du front de déflagration dans le cas B. Sur le même graphique sont représentés ;

a) le front d'absorption du faisceau laser pris comme étant la zone où 20% de la puissance ont été absorbés côté détente. L'écart entre ce front d'absorption et le front de déflagration définit la zone totale d'absorption de l'énergie laser. Corrélativement et à chaque instant, sont portées à la droite du graphique, les fractions (en pour-cent) de l'énergie laser atteignant le front de déflagration ;

b) le front de conduction défini comme étant la zone à haute densité où la température repasse par la valeur 10^6 °K avant de chuter à quelques 10^3 à 10^4 °K dans la zone de choc. La distance entre front de conduction et front de déflagration représente l'épaisseur de conduction qui atteint dans les cas traités quelques dizaines de microns (maximum 100 μ).



- Figure 34 -

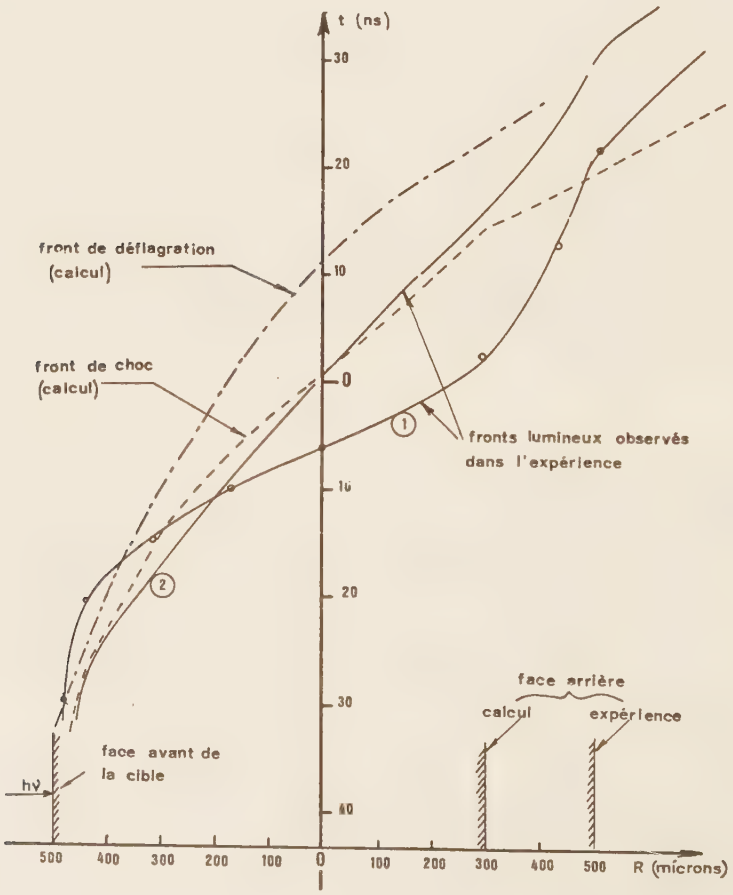
La succession au cours du temps des différents mécanismes permet d'interpréter les variations de la température avec le flux laser.

B.4.2. Comparaison avec l'expérience.

Au laboratoire nous disposons d'une cible de 1 mm d'épaisseur (contre 0,8 m dans le traitement numérique) et le diagnostic de cinématographie ultra-rapide permet de suivre dans le temps l'évolution de fronts lumineux à l'intérieur de la cible (figure 16).

Nous avons représenté sur la figure 35 deux situations (1) et (2) relevées sur des clichés en caméra à fente. On se rappellera que les conditions initiales du traitement numérique ont été prises égales à celles de l'expérience dans le cas où la phase de multiclaquages n'existe pas. On voit sur la figure que dans le cas (1) la pénétration est d'abord plus lente, pour s'accélérer ensuite, alors que dans (2) la vitesse de propagation reste sensiblement constante.

En traits pointillés ont été représentés les fronts de choc et de déflagration donnés par le modèle numérique. On peut dire que la comparaison est très satisfaisante entre ce calcul et la deuxième situation expérimentale qui lui correspondait le mieux a priori. On peut également préciser que les fronts lumineux observés expérimentalement correspondent bien à l'onde de choc. Il faudra cependant attendre la comparaison des températures pour savoir quel peut être le diamètre effectif du faisceau dans la cible qui rend le mieux compte des résultats.

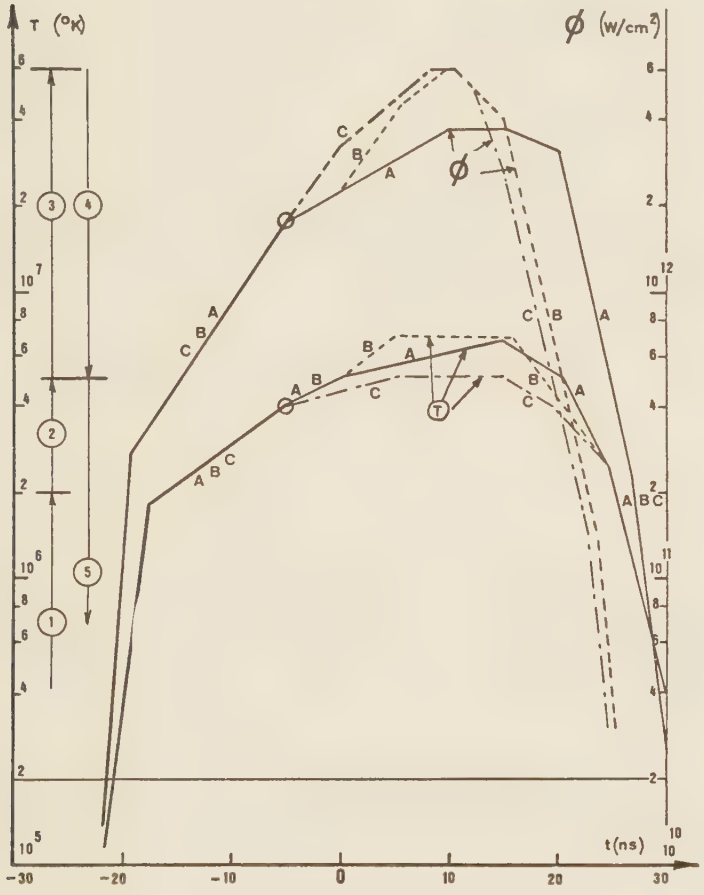


- Figure 35 -

B.5. Variation dans le temps des températures et des flux.

B.5.1. Données numériques.

La figure 36 représente à chaque instant les valeurs de densité de flux d'énergie Ø et les températures T atteintes dans le front de déflagration. Après une phase comme aux trois cas traités A, B, C, ce n'est que dans la zone focale (entre 0 et +10 ns) que les différences sont sensibles bien que très certainement dans les barres d'erreurs introduites par les hypothèses.



- Figure 36 -

On voit cependant que les variations de températures suivent immédiatement les variations de flux, exception faite de la zone focale où T se stabilise alors que Ø continue d'augmenter. Ceci provient de l'augmentation du débit de masse à travers le front de déflagration. Par suite l'augmentation d'énergie disponible se traduit par une augmentation du nombre de particules chauffées à la température T. Ce phénomène limitatif peut devenir important pour des valeurs de flux plus élevées. Nous avons reporté sur le graphique les cinq zones définies à partir de la figure 33.

Une remarque importante concerne les valeurs maximums de flux obtenues dans les trois cas traités. Le cas A devrait être a priori le plus favorable, le calcul montre que non et ceci vient du mouvement hydrodynamique global. On a vu en effet dans la figure 33 que la position du front de déflagration était plus favorable dans B et C au moment où le laser délivre sa puissance maximum. Ce résultat montre une fois de plus qu'il ne suffit pas au cours du temps de chauffer la matière, il faut aussi pouvoir l'évacuer rapidement, afin de conserver une progression rapide du front de déflagration.

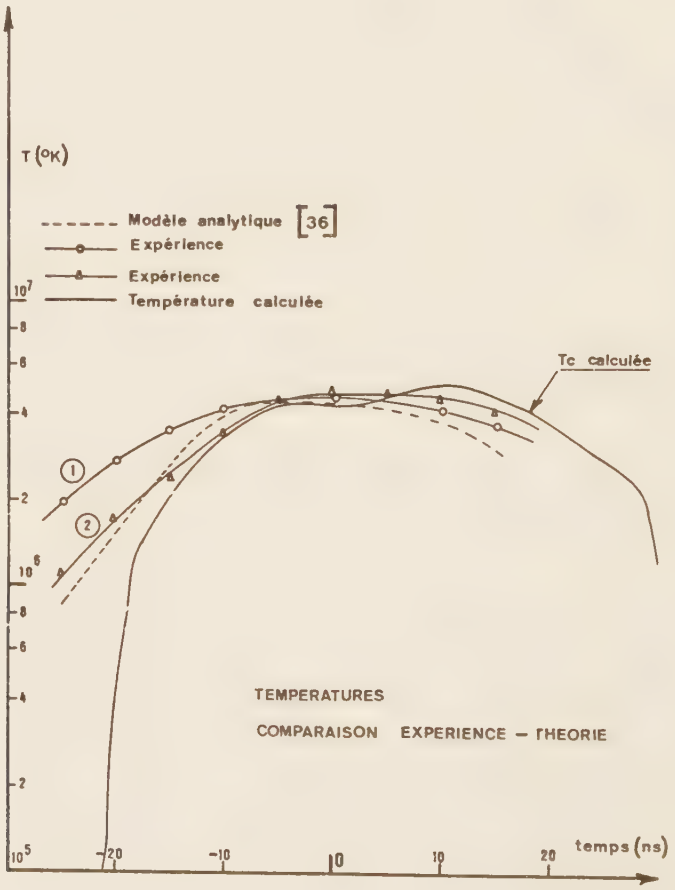
B.5.2. Comparaison avec l'expérience.

La figure 37 représente en fonction du temps :

- deux courbes T (t) expérimentales recalées par rapport à l'impulsion laser [47] ;
- une courbe théorique obtenue avec le modèle analytique [36] ;
- la courbe T(t) calculée par le présent modèle numérique dans le cas C (200 μ).

On peut conclure que les valeurs maximums de températures obtenues par le calcul sont en très bon accord avec l'expérience. Une différence cependant sur les temps (de l'ordre de 5 ns) qui s'explique par l'incertitude expérimentale dans la chronologie des phénomènes. Les conditions initiales données au calcul (temps de démarrage, intensité laser) peuvent pour leur part, également, expliquer l'écart en temps. Remarquons également que cette fois encore c'est la situation (2) (onde de claquage dans la première phase de l'interaction) qui correspond le mieux aux variations de T calculée.

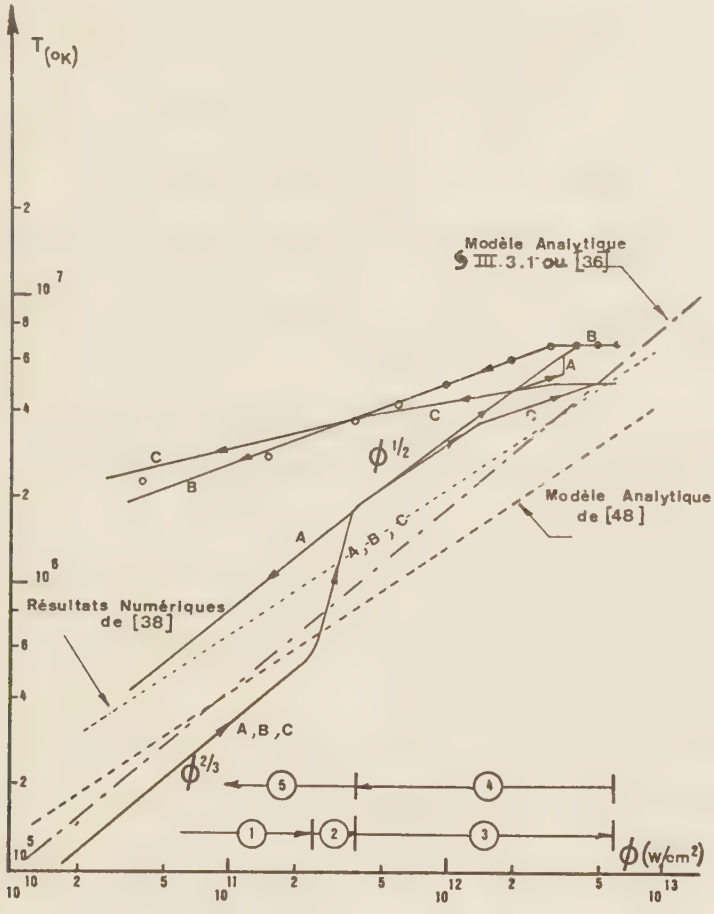
Enfin, le cas C semble le mieux adapté à l'expérience et ce résultat est tout à fait en accord avec les conclusions antérieures publiées dans [32] où nous avions estimé le diamètre optimum de la tache focale à 170 μ.



- Figure 37 -

B.5.3. Variation de T avec le flux Ø.

De la figure 36 il est très facile de passer à la courbe T = f(Ø) représentée sur la figure 38 où nous avons reporté les 5 zones définies précédemment.



- Figure 38 -

- la zone 1 correspond à un chauffage en avant du front de déflagration (voir courbes d'absorption sur la figure 34). Les variations de T avec Ø peuvent être aussi bien en $\phi^{1/2}$ que $\phi^{2/3}$ bien que la pente 2/3 soit la plus près des points calculés ;
- la zone 2 est une zone de transition au point de vue du mécanisme et une zone d'accélération pour le front de déflagration.

Sur la figure 36, on voit en effet que cette zone correspond à une augmentation du flux dans la zone où $\rho \simeq \rho_c$ et en même temps au déclenchement du phénomène de conduction thermique. La température passe brutalement de 5 x 10^5 °K à 2 x 10^6 °K, alors que le flux est compris entre 2 et 4 x 10^{11} W/cm^2. Cette zone paraît difficile à représenter sous forme analytique car elle relie deux mécanismes différents. Les résultats numériques donnent une variation de T en $\phi^{5/2}$.

- la zone 3 est la zone de chauffage intense avec absorption des photons dans la zone $\rho = \rho_c$ mais aussi conduction. Les variations relatives de T semblent suivre une loi en $\phi^{1/2}$ essentiellement imposée par la conduction. On remarquera en fin de zone 3 que T commence à varier plus lentement que $\phi^{1/2}$. Ce phénomène provient du relèvement du profil de densité dans la tête de détente dû au mécanisme de conduction. Une absorption non négligeable commence alors à se développer avant $\rho = \rho_c$ conduisant à une diminution du flux, donc de la température.

- la zone 4 : c'est le début de la phase de refroidissement du plasma ;
  . la puissance laser baisse ;
  . le flux diminue également car la zone focale est dépassée, donc les volumes augmentent.

Cependant, il faut noter que cette décroissance de T est relativement faible par rapport à celle de Ø. Autrement dit un très faible apport d'énergie dans cette phase suffirait à maintenir la température plus longtemps. Ce serait le cas avec une impulsion laser en dos de chameau, ce qui est très facile à réaliser sur le plan pratique. Ce phénomène peut être intéressant pour certaines études, comme par exemple la création d'une source intense d'ions multichargés.

- enfin la zone 5 constitue la fin du phénomène avec refroidissement intense du plasma. L'onde de choc a émergé à l'arrière de la cible, le mécanisme de conduction s'est éteint, l'absorption du reliquat de puissance laser (inférieure à 100 MW) se fait en volume en avant de ρ_c.

B.5.4. Comparaison avec les théories analytiques existantes.

Comme on l'a déjà évoqué, deux types de modèles analytiques s'affrontent pour rendre compte des températures obtenues lors du chauffage.

Nous avons d'abord le modèle basé sur l'hypothèse d'autorégulation dans le plasma (tête de détente) [33], [34], [39], [40]. La température varie comme $\phi^{1/2}$ $t^{1/4}$. Mais la constante de proportionnalité dépend de l'hypothèse d'autorégulation. Si bien que ces auteurs traitent le problème comme instationnaire mais :

- d'une part considèrent Ø constant sauf dans [39] ;
- d'autre part supposent des lois de variations semblables au cours du temps.

On peut donc imaginer que, si cette constante d'autorégulation est variable avec t, on puisse balayer tout l'espace (T, Ø) et par conséquent trouver a posteriori la valeur qui fait cadrer T calculée à l'expérience. Il semble que ce soit le cas de l'étude numérique [38] où l'auteur dit lui-même avoir aligné la théorie de [33] et [34] pour l'instant t = 15 ns. La variation trouvée a été représentée sur la figure 38. Dans cette hypothèse il suffit de faire varier l'instant d'alignement pour des valeurs inférieures ou supérieures à t = 15 ns pour balayer tout le plan (T, Ø). Or le problème pour l'expérimentateur est d'avoir à sa disposition un modèle analytique auquel se référer pour faire varier un paramètre. Il lui est donc très difficile de se référer au modèle d'autorégulation.

Par contre dans [48], l'auteur traite du problème non plus monodimensionnel plan, mais monidimensionnel sphérique. Il trouve alors la loi $T \propto R_o^{-2/3} \phi^{4/9}$ où le temps n'apparaît plus (R_o diamètre de la tache focale). Ceci vient de la loi de variation du nombre de particules chauffées N (soit $N \propto \phi^{1/2} t^{3/4}$ dans le cas plan, $N \propto R_o^{2/3} \phi^{5/9} t$ dans le cas sphérique) associée à la loi de conservation de l'énergie N x T = Ø x t. Les auteurs de [39][48] trouvent que le modèle sphérique est pessimiste par rapport au modèle plan, puisque intéressant une masse plus grande à énergie constante. Mais cette conclusion est encore liée à l'hypothèse d'autorégulation qui considère une densité dans la zone d'absorption qui doit être très inférieure à ρ_c [33][40]. La loi donné par [48] dans le cas sphérique a été représentée sur la figure 38 et on voit que :

- pour les bas flux (< quelques 10^{11} W/cm^2) les écarts ne sont pas très importants ;
- pour les flux > 10^{12} W/cm^2, les températures trouvées sont pessimistes d'un facteur 2.

Ces conclusions sont logiques dans le cadre de la loi de conservation de l'énergie N x $T_{max} \sim \phi_{max}$ x t où N est le nombre total de particules chauffées. On a vu, en effet, sur les profils de température (figure 32) que la température maximum est atteinte seulement dans la tête de détente et donc que le nombre de particules chauffées à la température T_{max} est inférieur au nombre total de particules. On a également constaté que la tête de détente où se produit l'absorption est bien à la densité ρ_c, contrairement à l'hypothèse d'autorégulation. Ceci explique donc que les modèles analytiques basés sur l'hypothèse d'autorégulation soient valables à bas flux et s'écartent de l'expérience à flux plus élevés (> 10^{12} W/cm^2).

Remarque : Nous avons cependant signalé le relèvement du profil de densité dans la tête de détente lorsqu'un phénomène de conduction se développe en avant de la déflagration. Une absorption notable peut donc intervenir pour $\rho < \rho_c$. Ce phénomène conduit à une variation de T au plus égale à $\phi^{1/2}$. Cette loi n'a cependant rien à voir avec les modèles autorégulés déjà cités, car la conduction n'est pas prise en compte dans ces théories sauf dans [33] où elle ne joue par ailleurs qu'un rôle très secondaire.

Il ne faut cependant pas donner une affirmation trop stricte sur la non validité du modèle autorégulé aux flux très élevés (ϕ > 10^{13} à 10^{14} W/cm^2). Il se peut, en effet, que le phénomène de conduction réduise l'écart d'un facteur 2 constété sur les températures pour des flux compris entre 10^{11} et 10^{12} W/cm^2.

Revenons maintenant à notre modèle analytique [36] également représenté sur la figure 38.

Nous remarquerons tout d'abord qu'on passe des modèles autorégulés au présent modèle en supposant que la densité dans la tête de détente est égale à ρ_c (cette hypothèse est en effet confirmée dans certaines phases du chauffage).

L'analyse dimensionnelle donne [49] :

$$\rho \sim t^{-3/8}\ \phi^{1/4} \text{ et } T \sim t^{1/4}\ \phi^{1/2}$$

on élimine le temps dans T en faisant $\rho = \rho_c$ d'où la loi $T \alpha \phi^{2/3}$.

De la comparaison des variations de cette loi avec les calculs numériques on voit qu'au dessous de 3.10^{11} W/cm^2 cette loi s'applique de façon optimiste. Ceci vient du fait que l'absorption commence avant ρ_c. C'est également le domaine où la loi en $\phi^{1/2}$ s'applique le mieux ; il ne semble pas que l'énergie d'ionisation change beaucoup les résultats dans cette zone. Il n'en serait pas de même pour T < 10^5 °K.

Par contre à flux compris entre 3 x 10^{11} et 3 x 10^{12} W/cm^2 la loi en $\phi^{2/3}$ est pessimiste par rapport aux températures du modèle numérique. Ce fait peut paraître surprenant quant on pense que la loi en $\phi^{2/3}$ est de façon générale optimiste puisqu'elle suppose toute l'énergie absorbée au voisinage de ρ_c. L'écart vient en fait que nous avons considéré le mouvement stationnaire (autrement dit une vitesse constante dans la propagation du front de déflagration). Cette hypothèse ne se trouve pas vérifiée tout au long du phénomène alors que $\rho = \rho_c$ l'est beaucoup plus. Par suite les fronts de déflagration ne sont pas, à un instant t, confondus dans les deux modèles, d'où des flux différents pour la même énergie. Par contre $\rho \approx \rho_c$ donc

le nombre de particules chauffées correspond au modèle et les températures atteintes sont plus élevées que dans [38] ou [39].

Ce n'est que dans la phase de chauffage maximum où ρ n'est plus tout à fait égal à ρ_c que l'accord des valeurs de températures devient très satisfaisant comme il avait été constaté dans [32]. Mais, là encore, comme dans les modèles autorégulés, on peut mieux comprendre les raisons de cet accord. Il est en effet assez difficile voire impossible, de considérer dans les modèles analytiques, un phénomène instationnaire comme celui donné par le calcul numérique. On conçoit, par ailleurs, que les résultats de [38] ne soient pas très probants, puisqu'ils ne s'appliquent qu'à des épaisseurs de matière de 50 microns et si on se réfère à la figure 38, on voit qu'en alignant les constantes dans chaque portion du phénomène, on arrive toujours à faire cadrer un modèle sur les résultats.

En conclusion, il paraît difficile de dire que tel modèle analytique est valable et que tel autre ne l'est pas. De la comparaison des différents résultats on peut cependant constater que dans la gamme de flux 10^{10} - 10^{13} W/cm^2 la loi en $\phi^{2/3}$ donne globalement les meilleurs résultats. Bien qu'optimistes au début (entre 10^{10} et 10^{11} W/cm^2) et pessimistes entre 3×10^{11} et 4×10^{12} W/cm^2, les valeurs maximums des températures sont bien estimées par ce modèle, alors qu'elles sont minimisées par le modèle autorégulé.

Remarquons cependant qu'aux flux plus élevés, c'est-à-dire dans le cadre d'un phénomène de conduction important, il risque d'en être autrement puisque notre modèle analytique ne tient pas du tout compte de cette conduction.

B.6 Durée de chauffage. Vie d'une couche. Equipartition de l'énergie.

Ayant maintenant à notre disposition tous les paramètres cinématiques et thermodynamiques de chaque zone du plasma, il est intéressant de suivre le mouvement d'une couche de matière :

- depuis l'instant où l'onde de conduction l'atteint ;
- jusqu'à ce qu'elle devienne transparente au rayonnement après chauffage.

Sur la figure 39 a été représenté le schéma des différentes zones que cette couche aura à traverser. Nous nous y intéressons à partir de la frontière entre les zones (3) et (2), pour l'abandonner au sortir de la zone (1).

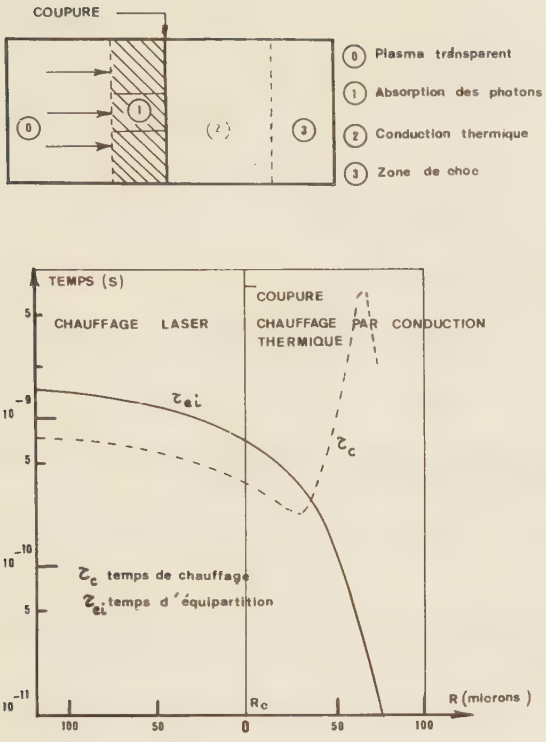
Nous connaissons sa vitesse v et sa position R à chaque instant ; d'où le temps de chauffage $\tau = \sum \frac{R}{v}$, le signe $\sum$ s'étendant aux zones (2) conduction et (1) chauffage laser. τ a été représenté en traits pointillés sur le graphique de la figure 39. Nous avons choisi de le déterminer au sommet de l'impulsion laser, c'est-à-dire au moment où les températures sont très proches de leur maximum.

Appelons :

- τ_L la durée de chauffage laser (zone 1) ;
- τ_{CT} la durée de chauffage par conduction thermique (zone 2).

On a :

$$\left.\begin{array}{l} \tau_L \sim 0{,}7 \text{ ns} \\ \tau_{CT} \sim 0{,}5 \text{ ns} \end{array}\right\} \text{c'est-à-dire une durée de chauffage totale inférieure à 2 ns}$$



- Figure 39 -

Cette durée de chauffage est à comparer :

- à la durée de l'impulsion laser de quelques 50 à 60 ns ;
- au temps pendant lequel la température reste maximum dans le plasma, soit 10 à 15 ns.

Le résultat est donc important puisqu'il montre bien le processus de chauffage couche par couche. Il est non moins important d'évacuer la matière le plus rapidement possible si on veut augmenter le flux, donc la température. Enfin il est totalement erroné de considérer la durée du chauffage égale à celle de l'impulsion laser, puisque ce chauffage s'appliquera à des couches de matière différentes.

Une deuxième conclusion importante concerne la zone de conduction : on voit que celle-ci augmente la durée du chauffage laser d'environ 100%. Si de plus nous nous intéressons au temps d'équipartition de l'énergie entre les électrons chauffés et les ions froids (courbe en trait plein sur le graphique), on voit que cette zone de conduction est la zone où le transfert d'énergie est le plus probable. C'est d'ailleurs en augmentant l'importance de cette zone que les premières réactions nucléaires de fusion ont été mises en évidence [37] [50]. Une étude numérique de J. SHEARER [51] confirme ce résultat.

B.7. Bilans d'énergie.

B.7.1. Bilan global.

Il a surtout un sens, comme nous allons le voir, pour la zone choquée.

On trouve :

$$\frac{\text{Energie total du choc}}{\text{Energie totale de la détente}} \sim 5 \text{ à } 6\%$$

tandis que le rapport :

$$\frac{\text{masse choquée}}{\text{masse en détente}}$$

varie de 10 à 5 depuis le début de l'interaction jusqu'à la fin.

Si par contre, on essaie de voir ce que donne le rendement de chauffage global c'est-à-dire :

$$\frac{\text{Energie thermique détente}}{\text{Energie cinétique détente}}$$

on trouve de l'ordre de 10%, ce qui paraît très insuffisant pour chauffer la matière à plusieurs millions de degrés. C'est qu'en fait :

a) la matière après chauffage part en détente et voit donc son énergie thermique se transformer en grande partie en énergie cinétique ;

b) la zone de chauffage effectif intéresse en fait entre 10 et 20% seulement de la masse totale en détente.

Il est donc préférable, pour avoir une idée du rendement de chauffage, de faire des bilans d'énergie instantanés.

B.7.2. Bilans instantanés.

C'est la tête de détente de l'écoulement qui constitue la zone intéressante puisque :

- c'est là que se produit l'absorption des photons ;
- c'est là que se situe le gradient de température, donc le phénomène de conduction.

Nous allons nous intéresser à toute la partie du plasma dont la température est supérieure à 10^6 °K et qui comprendra donc à la fois la zone de conduction, la zone de chauffage et une partie de la détente.

On trouve comme noté en B.7.1.

a) $\frac{\text{masse chauffée}}{\text{masse en détente}}$ qui décroît constamment depuis 0,25 jusqu'à 0,05 avec le temps. Pour le sommet de l'impulsion ce rapport est voisin de 0,10 ;

b) le rapport $\eta = \frac{\text{Energie thermique}}{\text{Energie cinétique}}$ voisin de 0,40, bien que variant également en fonction du temps.

Mais par contre, si on regarde la valeur $\Delta\eta$ pour chaque portion de la tête de détente, on trouve le tableau suivant :

T/T_{max}	1	0,8	0,5	0,3	0,2	0,1
$\Delta\eta$	2,5	0,7	0,30	0,16	0,10	0,05

qui montre que là où se situe l'absorption des photons, on a un transfert très efficace de l'énergie laser E_L en énergie thermique $E_{thermique}$ (les 2/3 de l'énergie

laser). Par contre, la matière se met en mouvement immédiatement et $E_{thermique}$ se transforme en grande partie en $E_{cinétique}$

Enfin, en ce qui concerne la zone de conduction, celle-ci est encore faible dans les cas traités dans ce chapitre.

On a :

$$\frac{\text{masse de conduction}}{\text{masse chauffée}} \sim 0,20$$

$$\frac{\text{Energie thermique conduction}}{\text{Energie thermique zone chauffage}} \sim 0,20$$

$$\frac{\text{Energie totale de conduction}}{\text{Energie totale zone de chauffage}} \sim 0,20$$

B.8. Conclusion.

La comparaison des résultats numériques à l'expérience apparaît très satisfaisante. C'est pourquoi on peut, dans ce cas particulier, utiliser beaucoup de résultats comme diagnostics du plasma, notamment ceux qui concernent les zones d'absorption et de conduction. Un point important est à noter pour la conduite du calcul : l'opacité de la matière aux photons varie de 10^3 à 10^5 cm^{-1} dans la tête de détente. Malgré les épaisseurs initiales des couches (0,2 μ) celles-ci augmentent très fortement même au niveau de l'absorption. Il y a donc lieu de redécouper les couches dans cette zone, afin que leur épaisseur ne dépasse pas quelques microns. C'est ce qui a été fait dans ce programme et qui explique, à notre sens, le très bon accord obtenu avec les expériences. Dans le cas contraire, la température aurait été considérablement plus faible du fait de la conservation de l'énergie d'une part et de l'entité d'une couche dans le calcul d'autre part.

On peut donc maintenant affirmer que le mécanisme de chauffage par l'impulsion laser est basée sur l'existence d'un front de déflagration où se réalise l'absorption des photons et où sont atteinte des températures de plusieurs millions de degrés.

Cette zone de déflagration a une densité électronique très voisine de la densité de coupure pour la longueur d'onde utilisée (λ = 1,06 μ) soit 10^{21} cm^{-3}. La matière chauffée se détend dans le vide et la pression de recul engendre et entretient une onde de choc en avant du front de déflagration. Cette onde de choc n'est pas stationnaire et après une phase d'initiation assez lente, se développe très rapidement dans le solide non perturbé.

On a vu que le chauffage de la matière se fait dans la tête de la détente et intéresse une masse de plus en plus faible lorsque les températures maximums sont atteintes. C'est pourquoi les modèles analytiques basés sur l'autorégulation sont très pessimistes quant aux valeurs maximums trouvées ; c'est pourquoi également notre modèle analytique rend mieux compte de ces valeurs.

Il y a cependant un problème important du fait de ce chauffage "pelliculaire" dans le front de déflagration ; c'est celui de l'équipartition de l'énergie entre ions froids et électrons chauds. Les temps de chauffage sont insuffisants de-

vant les temps d'équipartition, sauf dans la zone de conduction où la densité plus élevée réduit ce temps. C'est sans doute pour cette raison qu'aucune réaction nucléaire de fusion n'avait été détectée dans ce cas. Elles le furent par contre dès que l'on sut développer une zone de conduction importante sans que, pour autant, la température soit plus élevée que dans les expériences décrites ci-dessus. Le présent modèle suppose cette équipartition de l'énergie réalisée par l'hypothèse, ce qui est certainement critiquable. Il semble cependant que le mouvement hydrodynamique et les ordres de grandeur n'en soient pas très affectés.

IV. CHAUFFAGE PAR CONDUCTION ELECTRONIQUE.

Dans ce chapitre nous allons étudier sur le plan, tant expérimental que théorique, le chauffage du deutérium à des valeurs de densité supérieures à la densité critique pour le rayonnement laser. Le mécanisme met en jeu la propagation de chaleur par conduction thermique électronique, phénomène non linéaire qui varie comme $T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial R}$. Sur le plan expérimental, nous serons donc amenés à augmenter la puissance du laser (qui conduit à une augmentation de T) et à diminuer le front de montée de l'impulsion (augmentation de $\frac{\partial T}{\partial R}$). Nous verrons que dès l'instant où ce but est en partie atteint, des réactions nucléaires de fusion sont engendrées au sein du plasma chaud.

IV.1. Généralités.

IV.1.1. Bilan des pertes du plasma.

Vérifions, en premier lieu, que le plasma créé est transparent à son propre rayonnement. Le libre parcours moyen de PLANCK est donné par [1] :

$$\ell_B = 1{,}60\ 10^{23}\ \frac{T^{7/2}}{n_e^2} \quad \text{(CGS)} \tag{54}$$

Dans cette expression, seul le mécanisme d'absorption par Bremsstrahlung est pris en compte. Si on considère $n_e \sim 10^{21}$ cm^{-3} et T variant entre 5×10^6 et 10^7°K, la valeur de ℓ_B passe de 4.10^3 à 5×10^6 cm. Le plasma est donc optiquement mince.

Les pertes par rayonnement de freinage, explicitées au chapitre III.3.3.1., peuvent être écrites sous la forme :

$$P_B = 1{,}40\ 10^{-27}\ n_e^2\ T^{1/2}\ \text{erg/s/cm}^3 \tag{55}$$

et en considérant un volume moyen du plasma de 10^{-5} cm^3 :

$$Q_B = P_B \times V = 1{,}40\ 10^{-32}\ n_e^2\ T^{1/2}\ \text{erg/s} \tag{56}$$

D'où le tableau suivant dans lequel, par commodité on exprimera Q_B en watts :

n_e \ T	5.10^6	10^7
10^{21}	3.10^6 W	$4,4\ 10^6$
5.10^{21}	8.10^7	10^8

Si on se souvient (chapitre III) que la puissance laser nécessaire pour atteindre T = 5 x 10^6 est de l'ordre de 10^9 W, on en déduit que les pertes par rayonnement restent négligeables. Il n'en serait plus de même si la cible était un matériau à Z élevé car P_B serait alors à multiplier par Z^2.

Le même raisonnement s'applique aux pertes par rayonnement de recombinaison P_R. D'après [2] le rapport $\frac{P_R}{P_B} \simeq 2\ \frac{\chi_H}{k_T}$ où χ_H est le potentiel d'ionisation de l'hydrogène (χ_H = 13,6 eV). Dans notre cas, le rapport est de l'ordre de 5.10^{-2}, on obtiendrait $P_R = P_B$ pour une température de 3.10^5 °K. Au-dessus de cette valeur, P_B est très supérieur à P_R.

Là encore, pour un matériau à Z élevé, le phénomène est déplacé vers des seuils, en température, plus élevés et en général $P_R > P_B$ car χ_H doit être remplacé par le potentiel d'ionisation de l'état de charge Z de l'ion considéré. Par ailleurs, dans ce dernier cas, les pertes par rayonnement de raies sont très supérieures à P_R et P_B.

Essayons maintenant d'estimer les pertes par conduction thermique électronique. Nous avons vu, en III.3.2., que le flux de conduction ϕ_c s'exprimait, pour le deutérium par :

$$\phi_c = 8.10^{-6}\ T^{5/2}\ \frac{\partial T}{\partial R} \qquad (57)$$

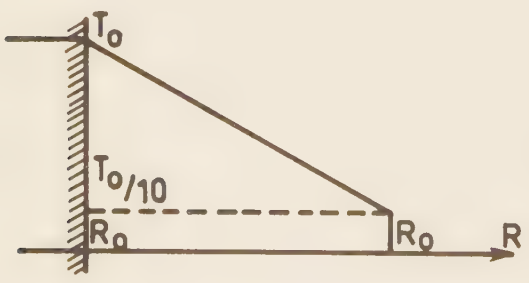
Nous avons vu également que ce phénomène n'avait pas d'influence prépondérante sur le mécanisme de la déflagration dans le cas où le front de montée de l'impulsion laser était de plusieurs dizaines de nanosecondes (figure 34). Par contre, avec des impulsions picosecondes, la conduction thermique est le seul mécanisme responsable du chauffage [3].

La suite de notre étude va précisément porter sur l'utilisation d'impulsions laser de quelques nanosecondes de durée, mais surtout d'impulsions à front de montée rapide ($\sim$ 1 ns). C'est dire que la situation sera l'intermédiaire entre les deux cas cités et nous allons essayer d'estimer grossièrement l'importance du phénomène de conduction.

Pour celà, il nous faut expliciter dans (57) la quantité $\frac{\partial T}{\partial R}$. Nous schématiserons ci-contre le profil de température dans la zone de conduction par une droite $T = (R - R_o)\ \frac{dT}{dR}$

avec $T = T_o$ pour $R = R_o$

$$T = \frac{T_o}{10} \quad \text{pour } R = R_c.$$



C'est un schéma un peu simpliste, mais qui va nous permettre d'exprimer ϕ_c rapidement.

Nous verrons dans ce chapitre, que $T_o \simeq 10^7$ °K et $R_c - R_o \simeq 0{,}03$ cm (puissance laser de 10 GW).

Par suite :

$$\phi_c = \frac{8.10^{-6}}{3.10^{-1}} \; T^{7/2} \quad \text{erg/s/cm}^2 \qquad (57\text{bis})$$

Nous prendrons comme surface, au niveau du front de déflagration, une valeur de $1{,}8\ 10^{-4}$ cm^2 correspondant à un diamètre de 150 µ.

Par suite :

$$Q_c = \phi_c \times S = 4{,}7\ 10^{-9} \; T^{7/2} \quad \text{erg/s} \qquad (58)$$

ce qui nous donne le tableau suivant :

T	10^6 °K	5.10^6	10^7
Q_c(W)	$4{,}7.10^5$	$1{,}3\ 10^8$	$1{,}5\ 10^9$

Q_c représente donc 13 à 15% de la puissance laser incidente sur la cible. Nous verrons, dans le calcul numérique, qu'il est, en fait, de l'ordre de 40%.

Au niveau du front de déflagration ($n_e = 10^{21}$ cm^{-3}) on peut rechercher la température à partir de laquelle Q_c devient supérieur à Q_B. En égalant les expressions (56) et (58) on trouve $T = 3.10^6$ °K, au-delà $Q_C > Q_B$.

On continuera donc, dans la suite du problème, à négliger les pertes par rayonnement qui seront toujours de l'ordre du pourcent, par contre, le mécanisme de conduction électronique va devenir essentiel pour :

a) réaliser la propagation d'ondes thermiques vers des densités supérieures à 10^{21} cm^{-3} ;

b) obtenir un meilleur rendement de chauffage des ions (τ_{ei} varie comme $1/\rho$) ;

c) déclencher, au sein du plasma chaud, les premières réactions nucléaires de fusion.

Remarque : Si nous admettons un instant que le flux de conduction ϕ_c est proportionnel au flux laser ϕ_L (ce sera effectivement le cas) on peut déjà imaginer l'allure des lois de variation de T avec ϕ_L :

- lorsque la conduction électronique est négligeable, on a vu au chapitre précédent (III.2.5.3.) que $T \sim \phi_L^{2/3}$;
- par contre dans un modèle où l'hydrodynamique est inexistante pendant la phase de chauffage, le mécanisme de conduction est prépondérant. La relation (57 bis) ci-dessus nous donne :

$T \propto \phi_L^{2/7}$ ou $T \propto P_L^{2/7}$ P_L est la puissance maximum du laser

- nous verrons, dans ce qui suit, que la variation de la température se rapproche de cette solution limite : la température électronique T_e variera comme $\phi_L^{2/5}$ ou $P_L^{1/3}$, tandis que la température ionique maximum suivra la loi $\phi_L^{1/3}$ ou $P_L^{2/7}$. C'est dire qu'apparemment l'hydrodynamique ne jouera pas un grand rôle sur la variation de T ; elle sera cependant prépondérante pour permettre au mécanisme de conduction thermique de se développer.

IV.1.2. Développements du problème.

Ce chapitre IV, bien que prolongeant logiquement les études reportées au chapitre III, nécessite quelques précisions quant à sa présentation du fait :

- de l'utilisation successive de 2 types de lasers à verre, chacun d'eux ayant permis la mise en évidence de phénomènes différents ;
- de la difficulté croissante de réaliser des diagnostics de plasma appropriés à l'échelle de temps de plus en plus courte ;
- du caractère actuel des recherches poursuivies qui font que certains résultats n'ont pas encore reçu d'interprétation satisfaisante.

L'aspect expérimental de cette recherche sera basé sur les mesures de réflexion de l'énergie et la détection des réactions nucléaires de fusion engendrées dans le plasma. Le diagnostic de cinématographie nous apportera quelques données qualitatives, tandis que la mesure de la température électronique est encore entachée de trop d'indétermination pour être concluante. Nous discuterons des raisons qui peuvent expliquer ce changement.

Par contre, l'aspect théorique, essentiellement basé sur le calcul machine, pourra nous apporter une compréhension satisfaisante des phénomènes, grâce à sa confrontation avec les résultats expérimentaux indiscutables. Nous serons cependant amenés à introduire deux températures différentes pour les ions et les électrons du plasma, ce qui suppose quelques modifications au programme de calcul défini en III.3.2.

IV.2. L'expérience.

Rappelons que la puissance laser utilisée au chapitre III ne dépassait pas 1 GW, bien que, en principe, les possibilités du laser décrit figure 6 allaient jusqu'à 3 GW. Les expériences qui vont suivre ont, par contre, été réalisées avec des puissances laser variant de 2 à 20 GW, bien que l'énergie contenue dans une impulsion ne dépasse par 80 J. C'est dire que l'augmentation de puissance a été réalisée en réduisant les durées d'impulsions et en optimisant leurs formes.

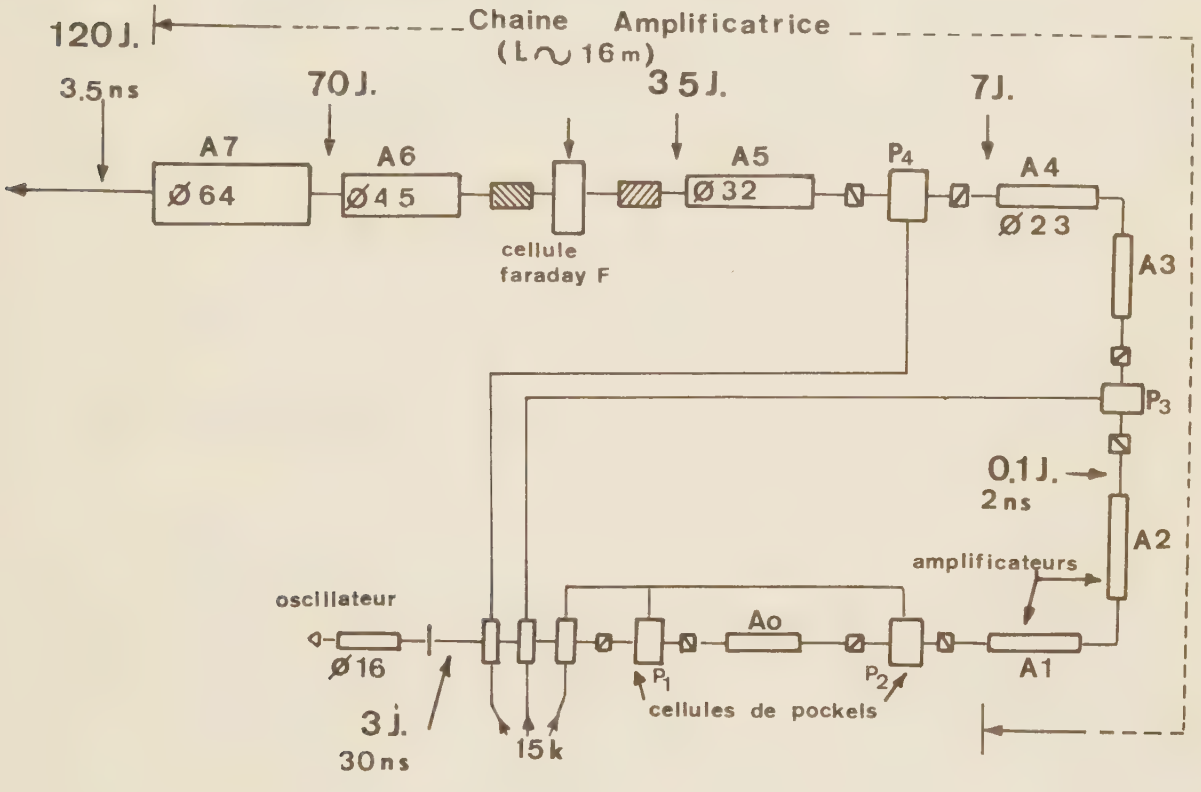
IV.2.1. Le laser.

Compte tenu des conclusions du paragraphe précédent (paragraphe 2.3) la première série d'expériences a été réalisée avec le laser L5 légèrement modifié. Reprenons la figure 6 et plaçons à la sortie de l'oscillateur une cellule de Pockels [6]. Cette cellule est alimentée par une tension de 12 kV à travers un éclateur sous pression, lui-même amorcé par une partie du faisceau laser issue du pilote. L'impulsion lumineuse se trouve ainsi modifiée à la traversée de cette cellule et se verra amplifiée par les cinq étages suivants du laser. A la sortie du dernier étage, elle

a la forme représentée sur la figure 41 : un front de montée de 4 à 5 ns, un premier pic de 7 à 8 ns de durée suivi par une traînée d'impulsion dont la largeur totale à mi-hauteur peut atteindre 20 ns. Le laser ainsi équipé s'appellera C5. Sa puissance maximum (premier pic) atteindra 4 GW pour une énergie totale de 55 J.

Afin d'augmenter encore cette puissance crête il a été nécessaire de concevoir un autre laser de puissance, celui-là appelé C6. Son principe est identique mais les performances demandées ont conduit la CGE à accroître le nombre d'étages amplificateurs et surtout à disposer dans la chaîne un certain nombre de dispositifs anti-retours. Le schéma de ce laser est représenté figure 40.

SCHEMA DU LASER C6



- Figure 40 -

L'oscillateur est toujours déclenché par un prisme tournant et délivre une impulsion de 3 J en 30 ns. Mais cette fois le découpage de l'impulsion nécessite deux cellules de Pockels P_1 et P_2 placées en série afin d'obtenir :

- un front de montée de l'impulsion de 1,2 ns (très reproductible) ;
- un contraste supérieur à 10^4 entre les puissances dans le pied et au maximum de l'impulsion.

Après la cellule P_1, l'énergie laser transmise est 0,3 J, si bien qu'un premier amplificateur AO est nécessaire avant le deuxième découpage P_2.

Le circuit électrique haute tension est fermé, à la sortie de P_2, par un court-circuit dont la longueur impose la durée de l'impulsion laser. Celle-ci peut être ajustée entre 1,4 et 10 ns ; la valeur la plus couramment utilisée ayant été 2 ns.

Ainsi, après la cellule P_2, l'impulsion laser est formée et ne sera pratiquement plus modifiée, quant à son profil, tout au long de l'amplification. Seule sa durée passera de 2 ns à 3,5 ns sous l'effet des mécanismes d'amplification.

Restent maintenant deux problèmes à résoudre :

- amplifier cette impulsion jusqu'à 120 à 150 J ;
- protéger le laser de l'énergie réfléchie et empêcher la chaîne amplificatrice (gain $\sim$ 1500) de se dépeupler par le phénomène de superradiance.

Le premier problème est résolu par l'adjonction en cascade de 7 étages amplificateurs, dont les diamètres respectifs vont croître depuis 16 mm (A_1, A_2 et A_3) jusqu'à 64 mm qui constituent l'étage de sortie (A_7). La suppression du phénomène de superradiance est assurée par la cellule de Pockels P_4 placée en milieu de chaîne amplificatrice. Cette cellule s'ouvre pendant 25 à 30 ns, de façon à laisser passer le faisceau direct. Cette durée est suffisamment courte pour éviter toute amplification notable de l'émission laser spontanée. Par ailleurs, cette cellule P_4 fait également fonction de cellule anti-retour : l'énergie réfléchie par la cible placée à quelques 10 mètres du laser n'arrivant au niveau P_4 que 60 à 70 ns après le passage du faisceau laser direct.

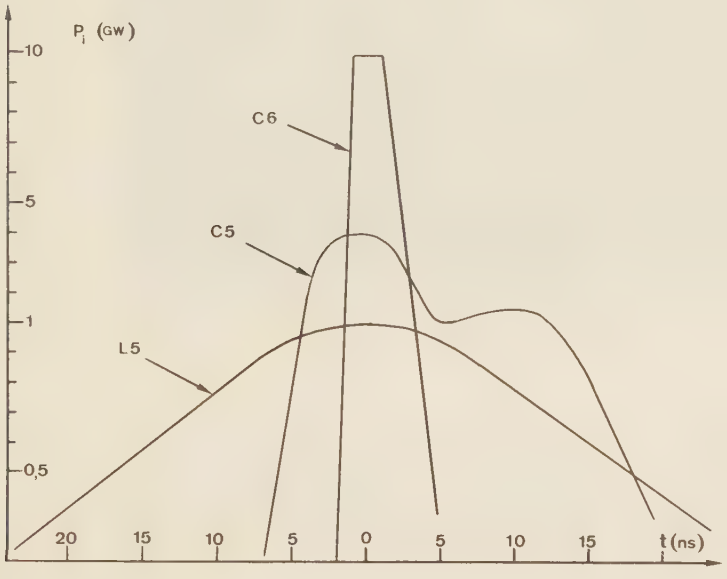
Cependant le faisceau n'est jamais parfaitement polarisé rectilignement. Si bien que la transmission dans le sens inverse est de l'ordre de 7 à 8%, ce qui est suffisant pour provoquer des piqûres de barreaux deux ou trois étages plus loin. Ces dommages se produisent dans les étages de faibles diamètres où la densité d'énergie est la plus grande. Il a donc fallu protéger les premiers amplificateurs A_1 et A_2 : c'est le rôle de la cellule de Pockels P_3 qui voit sur le faisceau direct 0,1 J et bloque une énergie de 10 à 12 J sur le faisceau retour.

Enfin, une dernière cellule anti-retour est placée entre les étages de $\emptyset_{32}$ et $\emptyset_{45}$ pour éviter les piqûres du $\emptyset_{32}$. La nécessité de cette cellule vient du fait que les derniers étages du laser ont un gain assez faible (entre 1,5 et 2) et ne se dépeuplent que partiellement lors du passage du faisceau direct. L'amplification en retour est donc importante. L'étage $\emptyset_{32}$ délivre une énergie de 20 J à l'aller ; si la cellule F n'existait pas ce barreau recevrait 60 J en retour, énergie qui est amplement suffisante pour piquer la face de sortie, compte tenu que le faisceau retour est légèrement convergent à ce niveau.

Une deuxième caractéristique de cette cellule F vient du principe physique de l'obturation. Alors que dans P_1 P_2 P_3 et P_4 la rotation du plan de polarisation dans les cristaux de KDP est assurée par un champ électrique, l'effet Faraday est utilisé dans le barreau de verre B16 qui équipe la cellule F. Le champ magnétique appliqué est de l'ordre de 35 kG et se prolonge pendant 1 ms. La transmission en sens direct de cette cellule est voisine de 70%, tandis que le faisceau retour se voit atténuer d'un facteur 40. Enfin des impératifs technologiques (diamètre faisceau $\emptyset_{32}$) nous ont obligés à choisir comme polariseurs un ensemble de 8 lames à faces parallèles placées à l'incidence de Brewster. Depuis peu, cependant, ont été développés des prismes polariseurs de dimensions adaptées au diamètre du faisceau.

En sortie du laser, l'énergie maximum est de 120 à 150 J délivrés en 3,5 ns (front de montée 1, 2 ns). Cependant, le taux élevé de l'énergie réfléchie ($\sim$ 40%) nous obligera, comme au chapitre III, à limiter l'énergie incidente sur la chambre d'interaction à 80 J maximum (60 J sur la cible).

Sur la figure 41 ont été reportées les impulsions caractéristiques des lasers C5 et C6 (oscillogrammes), ainsi que la représentation sur une même échelle de ces impulsions comparées à celle du laser L5 utilisé dans les expériences du chapitre III. Cette représentation permet, en particulier, de mettre en évidence l'échelle de temps de plus en plus réduite qu'il faut utiliser. La température du plasma, ainsi que sa densité, seront augmentées au détriment du temps de chauffage.



- Figure 41 -

IV.2.2. La chambre d'expérience.

Dans les deux séries d'expériences effectuées avec les lasers C5 et C6, la chambre d'expérience elle-même, ainsi que l'optique de concentration du faisceau laser, sont restées fondamentalement les mêmes que celles utilisées précédemment (III.2.2. et III.2.3.). La lentille de focalisation est un objectif plan asphérique de 75 mm de focale et ouvert f/1 (voir fig. 9).

Il faut rappeler cependant que la précision sur le point de focalisation ne dépassait pas 100 à 150 microns. Si cette valeur était suffisante dans des expériences avec C5 (impulsions lasers de 10 à 20 ns de durée), il n'en a plus été de même avec le laser C6 où la durée de vie du plasma ne dépasse pas 5 à 6 ns. Dans ce dernier cas, par ailleurs, nous sommes tenus de focaliser en surface du glaçon pour obtenir les caractéristiques optimums du plasma (température et neutrons).

Il nous a donc fallu, avec l'arrivée du laser C6, apporter de profondes modifications au système de focalisation par rapport à la surface de la cible. La précision dans le positionnement du foyer doit dépasser 50 μ si nous voulons des résultats significatifs et surtout reproductibles.

De ce point de vue, les progrès technologiques [7] effectués à Limeil en matière de cryogénie nous ont considérablement facilité la tâche. En effet, c'est le cryostat tout entier qui a été modifié dans cette série d'expériences. Son principe reste bien sûr identique au précédent (III.2.2. et fig. 7) mais les dimensions extérieures du système sont passées de 400 mm à 80 mm. La miniaturisation de cet élément joue un rôle capital pour la précision de la focalisation. Pour bien comprendre cette affirmation, il faut savoir que les lentilles de focalisation sont

montées sur un tube guide en porte-à-faux par rapport à la platine micrométrique qui permet, de l'extérieur, de modifier la position du foyer. Si bien qu'un mouvement de translation pure est pratiquement impossible à réaliser avec la précision de 20 à 50 µ que nous voulons.

C'est pourquoi l'optique de concentration sera fixe dans toutes ces expériences et nous déplacerons la cible par rapport à son foyer. Pour ce faire, le cryostat est monté sur la chambre d'expérience à l'aide d'un joint torrique étanche. Deux pistons métalliques viennent s'appuyer sur le cryostat et peuvent coulisser à travers des passages étanches ; mus par deux moteurs à pas hélicoïdaux (à jeu très faible), ces pistons réalisent donc des translations de tout le cryostat par rapport à la chambre d'expérience. La première se fait suivant l'axe du faisceau laser, la seconde suivant une direction perpendiculaire.

Pour réaliser la précision de 20 µ, l'image de la cible (dimension 1 mm) est projetée sur un écran avec un grandissement de 50 suivant les deux axes de mouvement. Une référence, correspondant à la position du foyer de la lentille, a été préalablement déterminée sur cet écran. La méthode utilisée pour cette opération consiste à rechercher ce foyer à l'aide d'un laser YAG continu et le positionner, chambre ouverte, par rapport à une pointe escamotable placée au centre de la chambre d'interaction.

Grâce à cette méthode, il nous est maintenant possible de positionner la surface de la cible sur le foyer de l'optique de concentration avec une précision de l'ordre de 20 µ. Cette précision est surtout nécessaire pour effectuer des tirs laser successifs dans les mêmes conditions. Peu importe finalement la position réelle du foyer, pourvu que, ayant créé un plasma dont les caractéristiques sont intéressantes, nous sachions reproduire les conditions expérimentales. Pour fixer les idées, le flux de neutrons décroît d'un facteur 10 à 100 lorsque la cible est déplacée de plus de 200 µ par rapport à la position optimum, la température de son côté passe de 10^7 à 4 ou 5.10^6 °K dans les mêmes conditions (données théoriques).

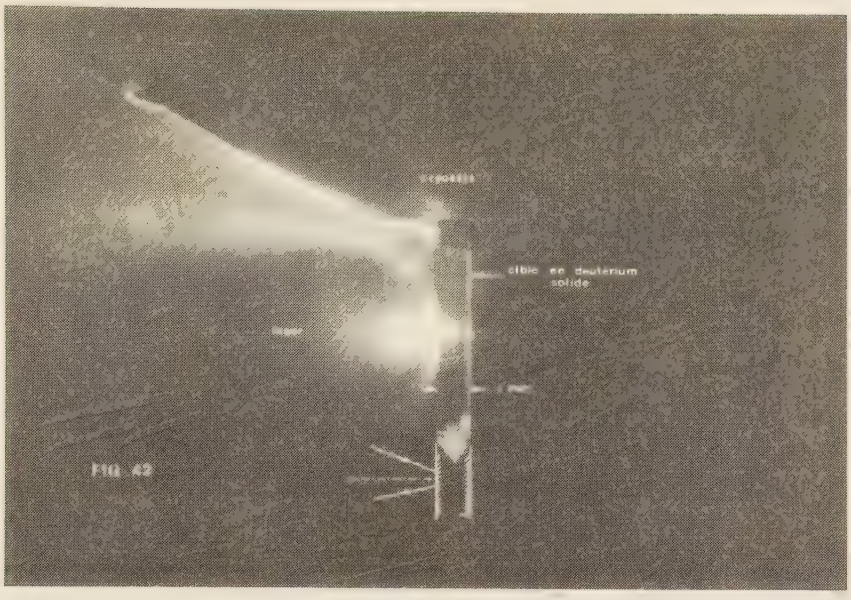
IV.2.3. Cinématographie du plasma.

IV.2.3.1. Photographie intégrée du plasma.

Comme pour la figure 11 dans le cas du laser L5, nous avons représenté figure 42 une prise de vue normale (en pose) du plasma créé avec le laser C5 (4 GW). La dimension de la cible est 1 mm (section carrée) et le grandissement de la photographie est voisin de 90. Le faisceau laser, arrivant de la partie gauche du cliché, est focalisé quelques 100 microns à l'intérieur du solide.

Contrairement au cas de la figure 11, on voit que la cible n'est pas entièrement percée durant l'interaction avec le faisceau laser. On peut même conclure que le plasma est essentiellement formé en surface où une détente latérale apparaît nettement sur la photographie. Une pénétration du solide se manifeste cependant sur environ 0,5 mm.

On constate également que la partie inférieure du cryostat est irradié probablement par bombardement d'électrons et d'ions émis au niveau du plasma. Ce phénomène est plus tardif que la phase de chauffage de la cible qui nous intéresse. Nous n'en tiendrons pas compte par la suite.



- Figure 42 -

IV.2.3.2. Interférométrie du plasma.

Pour arriver à photographier l'évolution du plasma pendant sa phase de chauffage, il nous a fallu réunir deux conditions matérielles indispensables à la reproductibilité du phénomène :

- tout d'abord un système de focalisation précise (voir paragraphe IV.2.2.) ;
- ensuite un temps de pose le plus court possible.

En effet la caméra Beckman utilisée au chapitre III (chapitre 2.4.2.) s'ouvrait pendant 5 ns, ce qui est trop long pour les impulsions laser utilisées maintenant.

Les laboratoires du L.E.P. ont réussi à mettre au point une caméra à images intégrales dont le temps de pose ne dépasse pas 1 ns [8]. Dans cet appareil, le tube convertisseur d'images est réduit à un système bi-plaques dont l'une fait office de photocathode, l'autre d'écran. L'anode portée à un potentiel de 15 kV pendant 1 ns assure une focalisation de proximité aux photoélectrons arrachés de la cathode.

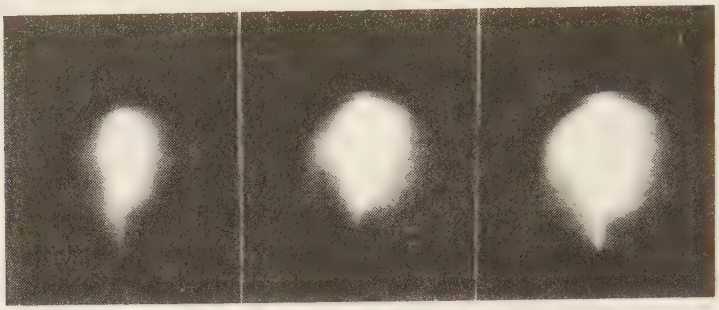
L'erraticité du temps d'ouverture de cette caméra est compris entre 5 et 10 ns. C'est dire qu'un grand nombre de tirs est nécessaire avant d'avoir plusieurs images du phénomène pendant la phase de chauffage.

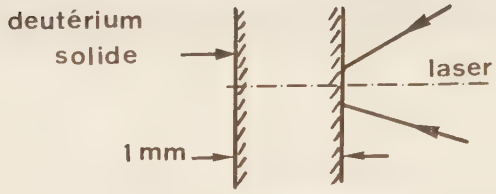
Les conditions matérielles reportées ci-dessus n'ont pu être satisfaites qu'à partir des expériences utilisant le laser C6 (durée 3,5 ns).

La figure 43 représente 3 photographies du plasma prises à des temps différents pendant le phénomène dont la durée totale ne dépasse pas 7 à 8 ns. Dans ce cas, c'est le rayonnement propre du plasma (dans le visible), qui constitue la source de lumière. Cette source est très brève et très intense, si bien que l'allure des photographies dépend fortement du filtrage en intensité que l'on utilise devant la caméra. Il faut donc considérer le résultat comme grossièrement qualitatif. Moyennant cette restriction, on constate :

- que le plasma est créé en surface où une détente latérale semble importante ;

- qu'une pénétration de la cible se développe au cours du temps et présente un caractère qui s'éloigne de plus en plus, d'une propagation monodimensionnelle.



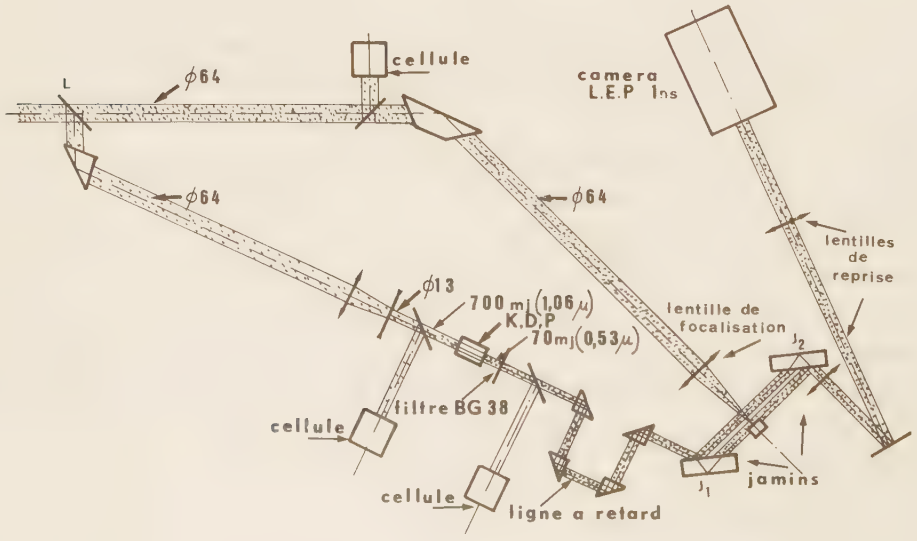


Grandissement : 18

Temps de pose : 1 ns

- Figure 43 -

Afin d'étudier plus précisément l'évolution de ce plasma, une étude interférométrique, inspirée de [9], a été réalisée. Le montage est représenté sur la figure 44.



- Figure 44-

Une partie du faisceau laser infra rouge (8%) est prélevée par la lame L et transformée en lumière verte (λ = 0,53 μ) au passage d'un cristal de KDP. Le rendement énergétique de cette conversion est de l'ordre de 10%. Ce faisceau sonde pénètre alors dans l'interféromètre de Jamin (lames J_1 et J_2) qui dédouble le faisceau, avant traversée du plasma (J_1), et le recombine à la sortie de la chambre d'interaction (J_2). La différence des trajets optiques donne un système de franges d'interférence dont l'image est focalisée sur la caméra L.E.P. Afin de prendre plusieurs photographies durant l'interaction, le faisceau sonde traverse une ligne à retard optique dont la longueur peut être modifiée. L'ouverture de la caméra est commandée par un signal électrique de synchronisation lié à l'émission du laser principal. Compte tenu de l'erraticité de cette ouverture, un grand nombre de tirs est, là aussi, nécessaire pour obtenir une séquence satisfaisante d'interférogrammes. Le signal électrique d'ouverture de la caméra nous fournit, après coup, et par comparaison avec l'impulsion laser, l'instant de prise de vue ; l'incertitude expérimentale est cependant voisine de $\pm$ 0,5 ns.

La figure 45 représente la séquence des interférogrammes du plasma de deutérium. Dans ce cas, l'énergie du faisceau principal était de 30 J pour une durée d'impulsion de 5 ns, soit une puissance maximum de 6 GW. Le front de montée est toujours de l'ordre de 1,2 ns.

On a reporté au regard de chaque interférogramme le temps moyen de prise de vue. Cette valeur est à pondérer par l'incertitude citée précédemment. Le grandissement des clichés est égal à 22.

Le résultat essentiel donné par ce diagnostic est la mise en évidence de deux phases bien distinctes dans le phénomène d'interaction. Nous retrouverons ces deux phases dans l'étude de l'énergie réfléchie par le plasma.

Première phase :

Elle correspond à la montée en puissance de l'impulsion laser et par conséquent à la montée en température du plasma. Les gradients de densité ne sont pas encore établis et l'expansion dans le vide est rapide. On ne peut pas distinguer de franges d'interférence sur le premier cliché.

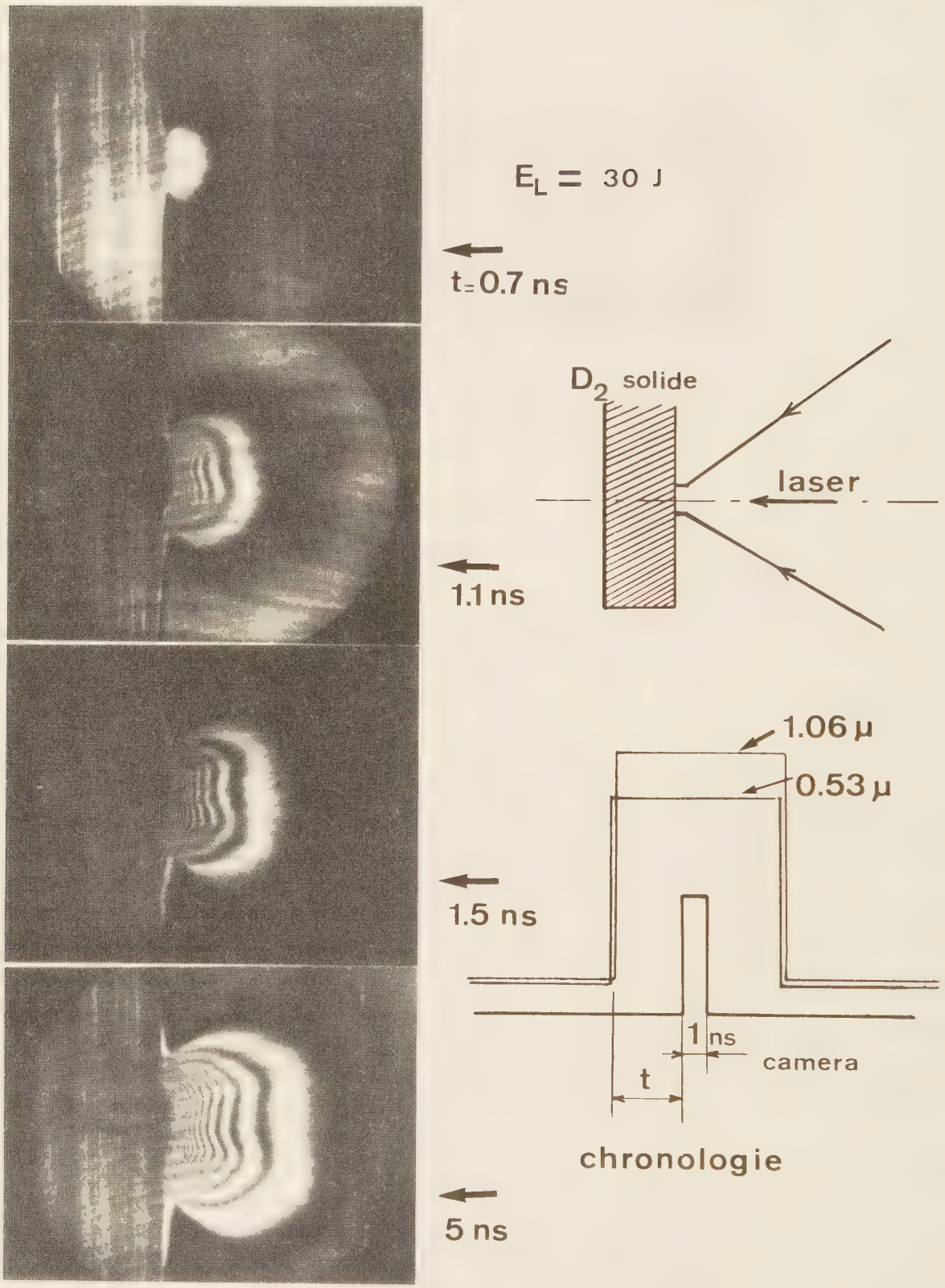
C'est la phase de chauffage effectif du plasma pour laquelle l'écoulement de matière n'a pas encore pris sa forme définitive. L'énergie réfléchie est importante et le calcul numérique nous montrera que le phénomène de conduction se crée pendant cette détente rapide dans le vide.

Remarque : L'interférométrie à λ = 0,53 μ est malheureusement inefficace pour visualiser la propagation de l'onde de choc à l'intérieur du solide. En effet, le faisceau sonde correspond à une densité de coupure de 4.10^{21} électrons par cm^3 ; au-delà il est réfléchi. On ne pourra donc pas étudier, dans ce cas, le phénomène complet.

Deuxième phase :

On pourrait la qualifier de phase d'entretien du chauffage.

La puissance laser y est constante et les gradients de densité y sont maintenant bien établis et pratiquement stationnaires. Nous verrons que la réflexion de l'énergie laser y est également stabilisée, ce qui s'interprète très aisément si on admet que la température et le gradient de densité demeurent constants. Cette phase dure depuis environ 1 ns jusqu'à la fin de l'impulsion laser ($t \sim 5$ ns).


E_L = 30 J
t=0.7 ns
D_2 solide
laser
1.1 ns
1.06 µ
0.53 µ
1.5 ns
1 ns
camera
t
chronologie
5 ns

- Figure 45 -

Il est possible, en connaissant les dimensions du plasma et en comptant le nombre de franges, de remonter à la valeur de la densité électronique dans chaque région du plasma (on suppose que ce dernier a pour axe de symétrie, la direction du faisceau laser infra rouge). La densité, ainsi déterminée, est de l'ordre de 5.10^{19} e/cm^3 pour la première frange visible à la surface de la cible. Il ne nous sera donc pas possible de visualiser la zone d'absorption des photons qui se situe à une densité de 10^{21} e/cm^3. Pour ce faire, ce diagnostic devra être conduit avec un faisceau sonde ultra violet (λ = 0,26 μ par exemple). Une telle expérience pose quelques problèmes technologiques d'enregistrement et n'a pas encore été réalisée.

Enfin nous pouvons remarquer que la dimension transversale du plasma est beaucoup plus importante que celle de la tache focale de l'objectif de focalisation : 900 microns (pour $n_e = 5 \times 10^{19}$ cm^{-3}) contre 100 μ. Il est probable qu'au niveau $n_e = 10^{21}$ cm^{-3} cette dimension sera plus faible, mais il est difficile d'imaginer qu'elle sera proche des 100 μ. On peut donc admettre que le plasma se détend latéralement en même temps que le flux de matière chauffée se propage suivant l'axe du faisceau laser. La température calculée pour une puissance incidente de 6 GW est de l'ordre de 8 à 9.10^6 °K.

IV.2.3.3. Cinématographie en caméra à fente.

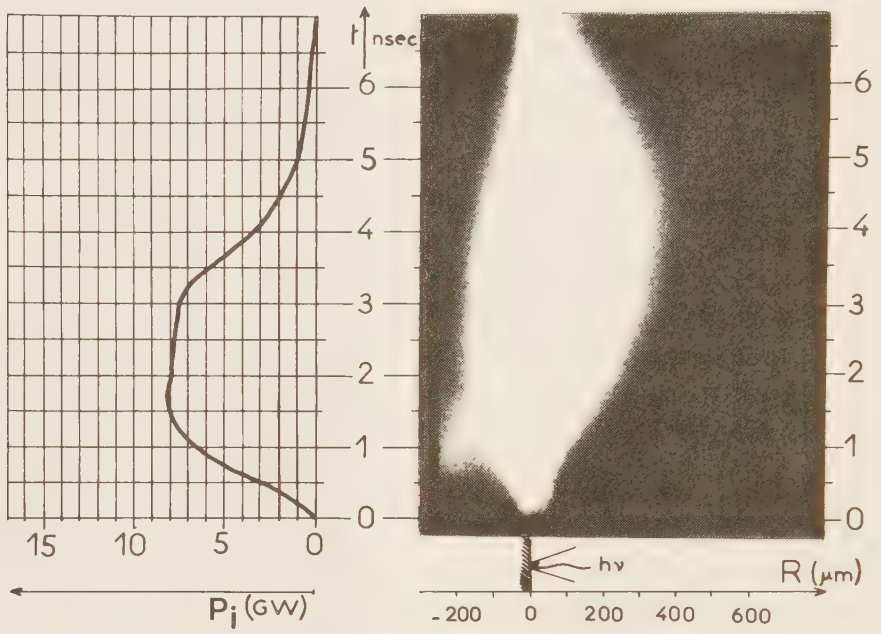
De la même façon qu'en (III.2.4.2.c.) on a relevé, à l'aide d'une caméra STL équipée d'une fente, l'évolution dans le temps de la partie lumineuse du plasma. Dans ce cas la vitesse de balayage de la caméra est 2,5 mm/ns, ce qui constitue le maximum que l'on puisse atteindre avec cet appareil. Sur la figure 46 on a reporté deux cas représentatifs de l'évolution du plasma, l'un obtenu avec une puissance laser de 8 GW, l'autre de 17 GW.

L'évolution temporelle de l'expansion a été corrélée avec la variation de la puissance laser correspondante représentée sur la partie gauche de la figure. Le faisceau laser est focalisé en surface de la cible de deutérium solide.

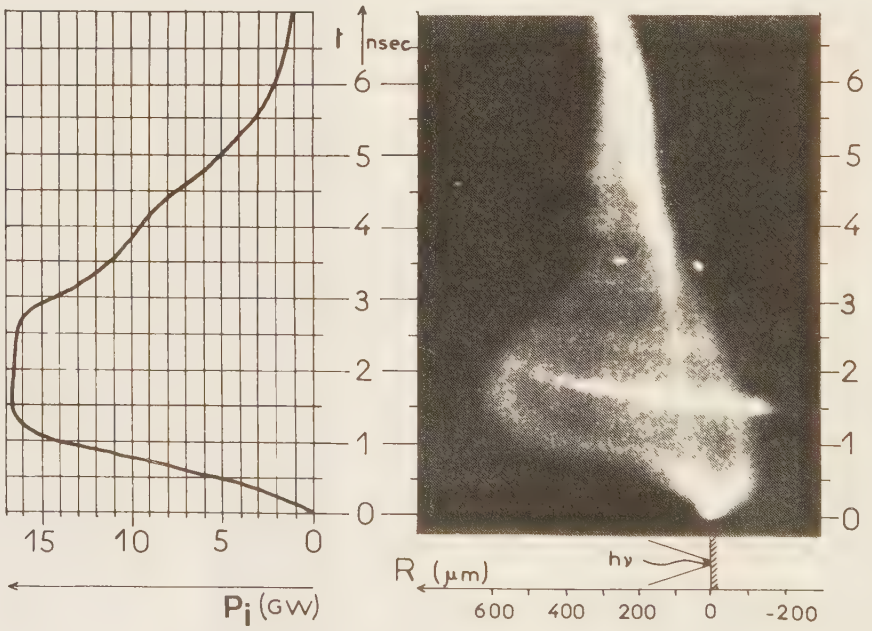
On constate bien, dans chaque cas, une pénétration de la cible pendant que la zone lumineuse se propage dans le vide en avant de la cible. La différence essentielle entre les deux cas représentés vient de cette expansion qui suit l'évolution de la puissance laser pour GW, alors que dans le cas 17 GW la frontière lumineuse du plasma revient vers la cible avant que la puissance laser ne se soit mise à décroître. Nous interprétons ce phénomène par l'existence d'une détente latérale du plasma qui sera d'autant plus importante que la température sera élevée (et par suite la puissance laser). Cette détente conduit à un affaissement de la densité en avant de la cible un peu analogue à ce qui produit une détente sphérique. Rappelons que l'intensité lumineuse émise par le plasma varie comme $n_e^2 \, T^{1/2}$.

Nous aurons l'occasion, au cours de l'interprétation théorique, de préciser ce caractère bidimensionnel qui s'accentue au fur et à mesure que la puissance laser augmente.

On remarquera que sur le cliché 17 GW la frontière lumineuse du plasma ne revient pas jusqu'à la surface de la cible. Cet effet d'optique est probablement dû au relèvement des bords du cratère créé par le plasma. On peut constater cet effet sur les interférogrammes de la figure 45.



P_i = 8 GW



P_i = 17 GW

- Figure 46 -

IV.2.4. Mesure de l'énergie réfléchie par la cible.

Ce diagnostic a été chronologiquement le premier à être mis en place sur l'expérience étant donné l'importance que revêt l'énergie réfléchie ;

- d'une part sur le bilan d'énergie au niveau du plasma ;
- et de l'autre sur la protection des amplificateurs du laser.

En effet on a constaté au laboratoire que les meilleurs résultats obtenus sur le plasma s'accompagnaient d'un taux de réflexion élevé (30 à 40% pour 10 GW) et qu'en conséquence on avait toutes les chances de provoquer des piqûres sur les barreaux laser. Les dispositifs anti-retour qui ont été mis en place nous autorisent des niveaux de puissance incidente inférieure à 20 GW. Nous verrons comment augmenter substantiellement cette limite sans détruire profondément les qualités du plasma.

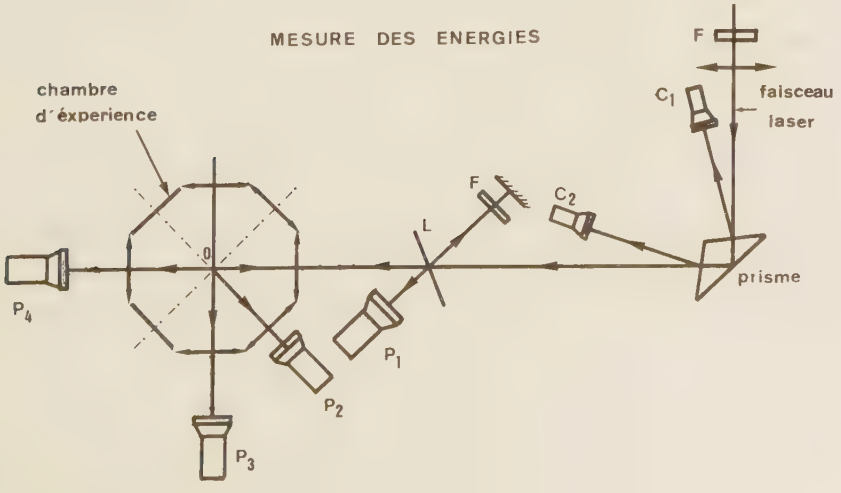
La mesure de l'énergie laser se fait à l'aide de calorimètres à cône de graphite dont la montée en température, conséquence directe de l'absorption d'énergie, est détectée par une série de thermocouples disposés sur le cône.

Le relevé de l'impulsion se fait par l'intermédiaire de cellules photoélectriques rapides type RTC. XA.1003. Le temps de montée de ces cellules est de l'ordre de 0,15 ns. Le signal est ensuite enregistré sur oscilloscope Férisol OZ 100 dont le temps de montée ne dépasse pas 0,20 ns. On pourra donc restituer correctement des impulsions dont le front de montée est supérieur à 0,5 ns. Pour ce faire, des câbles de transmission type GEDELEX 1850 à très faibles pertes ont été utilisés.

Le schéma expérimental est représenté figure 47. Les calorimètres C1 et C2 utilisent les réflexions vitreuses sur le prisme de fin de chaîne du laser ; C1 pour l'énergie incidente, C2 pour l'énergie réfléchie dans l'axe du faisceau. Les cellules photoélectriques P_1 P_2 P_3 et P_4 relèvent les impulsions laser :

- incidente et réfléchie à 0° pour P_1 ;
- réfléchie à 45° pour P_2 ;
- réfléchie à 90° pour P_3 ;
- transmise à 180° pour P_4.

Afin de travailler en faisceau parallèle comme c'est le cas de P_1, les axes à 45°, 90 et 180° sont munis de lentilles identiques à celle qui focalise le faisceau laser, sauf pour P_2 où l'angle solide de détection passe de 0,66 à 0,2 stéradian pour des raisons d'encombrement à l'intérieur de la chambre d'interaction.



- Figure 47 -

Les sensibilités des calorimètres sont connues et contrôlées au préalable sur le faisceau laser en plaçant un miroir plan perpendiculaire au faisceau à l'entrée de la chambre. Les positions correctes de C2 et P_1 sont déterminées par cette méthode.

Pour la cellule P_1, la lame transparente L permet d'enregistrer sur la même cellule les impulsions incidente et réfléchie dans l'axe.

Cette opération étant terminée, on permet au faisceau laser d'entrer dans la chambre et on place un miroir sphérique au point de focalisation du faisceau. Tous les alignements se font au laser à gaz hélium-néon, puis au laser YAG (émission continue) avant d'être contrôlés avec le faisceau néodyme préalablement atténué. Ce contrôle nous détermine les pertes d'énergie introduites par la fenêtre d'entrée et l'optique de concentration. Ces pertes, dans l'expérience sont voisines de 14%.

Enfin un filtre atténuateur neutre F est placé dans le bras de mesure de l'impulsion incidente, afin d'obtenir sur l'oscillogramme une amplitude compatible avec celle du signal réfléchi.

Toutes les cellules photoélectriques sont munies de filtres interférentiels à 1,06 μ afin d'éliminer l'influence de rayonnements parasites sur l'enregistrement. De plus, tous les oscilloscopes sont déclenchés extérieurement par une impulsion synchrone du faisceau laser, ce qui supprime l'influence des parasites électromagnétiques qui accompagnent le départ des flashes des étages amplificateurs.

IV.2.4.1. Bilan d'énergie.

Lorsque le faisceau est bien focalisé sur la surface plane du glaçon et n'effleure pas l'une des arêtes, on n'observe aucun signal réfléchi à 90° (cellule P_3).

Par contre, la cellule P_4 indique, dans tous les cas, une énergie transmise de l'ordre de 2 à 3%. Celle-ci est due à la partie du faisceau qui passe au travers du trou central de la lentille de focalisation ($\varnothing \sim 6$ mm) et ne participe donc pas au phénomène d'interaction.

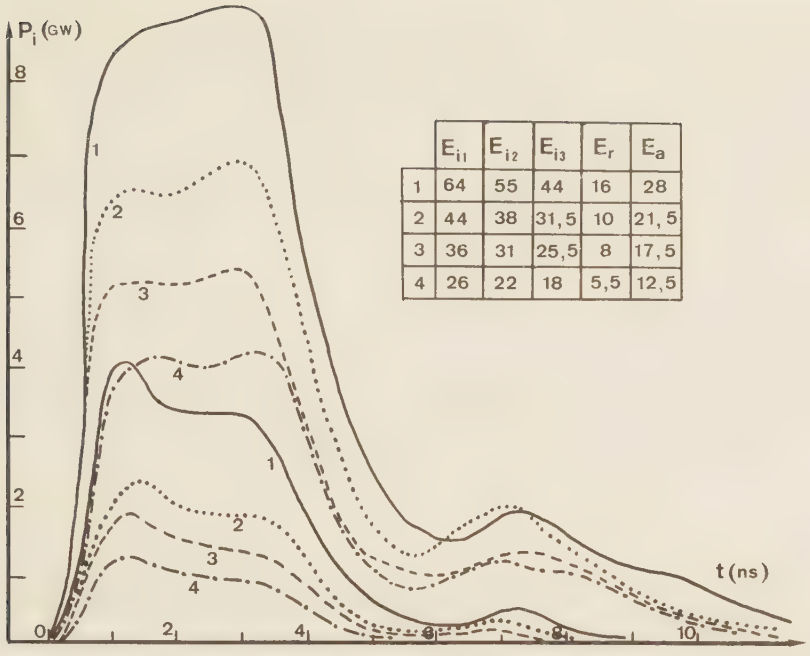
Sur l'axe à 45° du faisceau on recueille une énergie réfléchie qui varie entre 1°/$_{oo}$ et 0,5% de l'énergie réfléchie dans l'axe. Ce phénomène se produit pendant les deux premières nanosecondes de l'interaction, c'est-à-dire lors de la création du plasma. De plus, c'est lorsque le faisceau n'est pas exactement focalisé sur la surface que cette énergie réfléchie est maximum.

On peut donc conclure que toute l'énergie laser qui n'a pas été absorbée par le plasma se retrouvera dans l'axe à 0°. La mesure du taux de réflexion sur cet axe nous déterminera donc le bilan d'énergie au niveau du plasma, puisque nous connaissons les pertes du système de focalisation.

IV.2.4.2. Réflexion dans l'axe.

Nous verrons au paragraphe suivant que le taux de réflexion varie avec la focalisation. Mais il existe toujours une position optimum pour laquelle le flux de neutrons émis par les réactions de fusion au sein du plasma est maximum. Il se trouve que le taux de réflexion est également maximum dans cette position.

Par suite, la plupart des conclusions que nous présentons se réfèrent à ces conditions d'expérience.

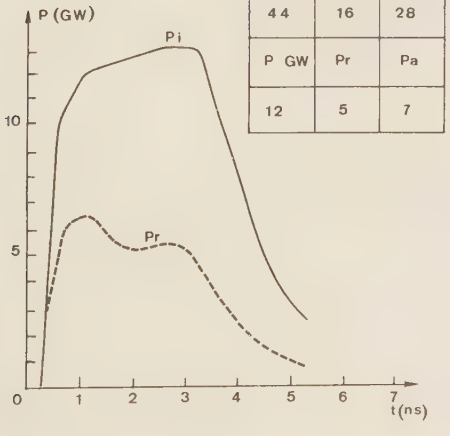


	E_{i1}	E_{i2}	E_{i3}	E_r	E_a
1	64	55	44	16	28
2	44	38	31,5	10	21,5
3	36	31	25,5	8	17,5
4	26	22	18	5,5	12,5

- Figure 48 -

La figure 48 montre l'allure des impulsions incidentes et réfléchies dans une gamme d'énergie E_{i1} de 26 à 64 J au niveau de l'entrée de la chambre d'interaction (soit 35 à 80 J en sortie du laser). Dans cette série d'expériences, l'impulsion incidente était suivie d'une queue d'énergie due à une mauvaise extinction de la cellule de découpage P_2 (voir figure 40). Sur le tableau de la figure 48 nous avons reporté les valeurs respectives de l'énergie avec (E_{i2}) et sans (E_{i3}) rebondissement. Les chiffres indiqués correspondent à l'énergie disponible au niveau de la cible de deutérium. On retrouve par ailleurs ce rebondissement sur les impulsions réfléchies.

La forme de ces dernières est très caractéristique de la focalisation optimum et se retrouve dans chaque cas. Elle est même devenue, pour l'expérimentateur, un indice certain de bon fonctionnement. C'est donc à partir de ce résultat que nous allons essayer d'interpréter l'origine et la variation en fonction du temps de l'énergie réfléchie par le plasma. Pour cela nous avons représenté (figure 49) le cas 12 GW. Dans cette figure la signification des indices i, r et a est évidente.



$\mathcal{E}_{i\,j}$	$\mathcal{E}_r$	$\mathcal{E}_a$
44	16	28
P GW	Pr	Pa
12	5	7

- Figure 49 -

Première phase d'interaction.

Elle dure environ 1 à 1,5 ns au tout début du phénomène (l'instant zéro est pris à l'origine de l'impulsion laser). Pendant cette phase, le taux de réflexion atteint 50% et on constate sur la figure que le front de montée de P_r est plus lent que celui de P_i.

C'est pendant cette phase que se crée le plasma et s'établissent à la fois :

- la température maximum ;
- le gradient de densité.

C'est une phase transitoire dans laquelle la variation des paramètres du plasma doit être très rapide. On retrouve cette conclusion sur les interférogrammes de la figure 45.

Deuxième phase.

A partir de 1,5 ns, aussi bien P_i que P_a et P_r restent constants. Il est difficile de conclure que jusqu'à la fin de l'impulsion l'écoulement reste stationnaire, car nous ne pouvons pas le vérifier expérimentalement ; on peut imaginer cependant que le régime de chauffage, et par conséquent la détente du plasma, se sont stabilisés au bout de 1,5 ns. C'est supposer implicitement que la température est constante et les gradients de densité déterminés. Ce dernier point est bien vérifié par l'interférométrie.

Remarque : Nous avons modifié la durée de l'impulsion depuis 2 ns jusqu'à 8 ns en changeant la longueur du court-circuit placé à la sortie de la deuxième cellule de découpage (IV.2.1.). Le phénomène de réflexion se manifeste de la même manière : la première phase reste inchangée, tandis que le palier de réflexion observé dans la deuxième phase se prolonge pendant toute la durée de l'impulsion laser.

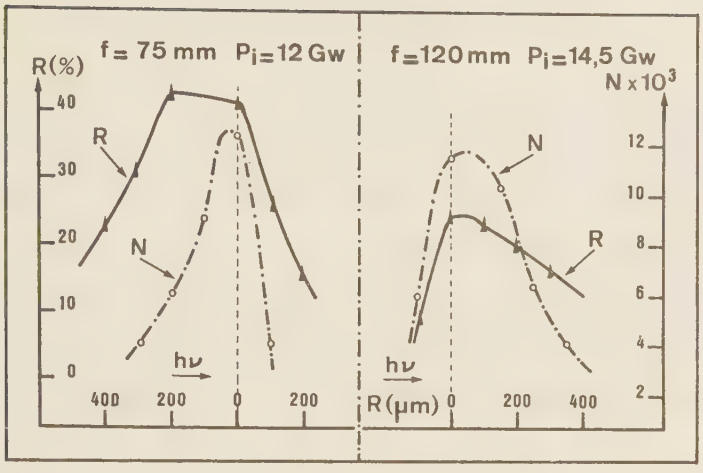
Cette remarque accrédite le fait que le plasma est créé pendant la montée de la puissance laser et qu'après 1 à 1,5 ns, aussi bien la température que le gradient de densité se sont stabilisés.

IV.2.4.3. Variation en fonction de la focalisation.

Il est possible, à l'aide de notre système de positionnement de la cible par rapport au foyer de la lentille de concentration, d'étudier la variation du taux de réflexion R. Cette étude est d'autant plus indispensable que la durée de l'impulsion laser est plus courte.

En effet, si notre critère de bon fonctionnement est basé sur le flux maximum de neutrons produit, on constate qu'avec une impulsion laser de 3,5 ns et une énergie donnée la plage optimum de focalisation ne dépasse pas 100 à 150 microns. En dehors de cette plage, le flux de neutrons N diminue rapidement, comme il est indiqué sur la figure 50.

On constate que le taux de réflexion de l'énergie laser suit relativement bien la même variation. De plus, on constate, sur la forme de l'impulsion réfléchie, que la première phase du phénomène s'atténue de plus en plus lorsqu'on s'éloigne de la zone de focalisation optimum.



- Figure 50 -

Cette corrélation entre R et N peut s'interpréter de manière satisfaisante en considérant la température du plasma. On a vu au chapitre III que celle-ci était une fonction du flux laser Ø, c'est-à-dire de la valeur de la puissance laser P divisée par la surface S irradiée par le faisceau.

Si on fait varier la focalisation, on modifie S d'autant plus rapidement que l'ouverture de la lentille est grande. De part et d'autre de la position zéro S croît, donc Ø et par suite T_e décroissent. Il est donc normal que R diminue en même temps que la température électronique.

Pour le flux de neutrons, c'est la température ionique qui régit essentiellement ses variations. Nous verrons que dans notre cas, T_i est proportionnel à T_e ($T_i \sim 0{,}55\ T_e$) dans toute la gamme des puissances laser utilisées. On peut donc conclure que N sera maximum avec T_e, donc en même temps que R.

Sur la figure 50 nous avons représenté deux cas expérimentaux pour lesquels on a fait varier la distance focale de la lentille de concentration. La première (f_1 = 75 mm) a une ouverture de f/0,9 et la seconde (f_2 = 120 mm) une ouverture de f/1,6.

Ceci signifie, en particulier, que la longueur de la zone focale est plus grande dans le deuxième cas que dans le premier. Donc S_2 variera plus lentement que S_1. Il en résulte donc une diminution du flux Ø et par suite de T_e, tandis que les variations autour de la valeur maximum seront moins brutales.

Sur la figure 50, on constate clairement cet effet sur la réflexion R qui passe de 40 à 25% pour des puissances incidentes très proches (12 et 14,5 GW).

Ce résultat est très positif quant à la tenue au flux laser des lentilles de concentration et au bon fonctionnement des amplificateurs qui reçoivent beaucoup moins d'énergie réfléchie par le plasma. Dans le même temps, le flux de neutrons émis est resté sensiblement le même car, à densité constante, l'énergie absorbée et le volume total chauffé ont augmenté et sont venus dans ce cas particulier compenser la diminution de la température. On retrouvera ces conclusions dans le calcul numérique (IV.3.3. et 6).

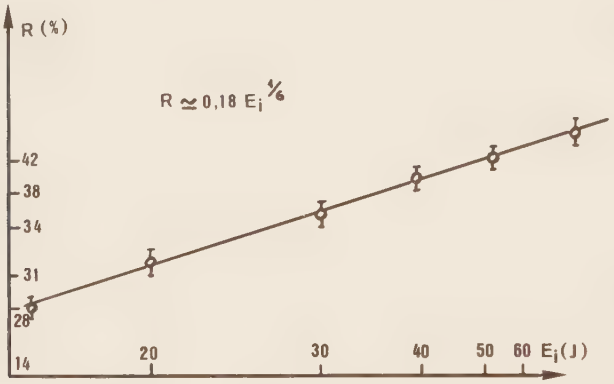
Ce résultat apparaît très important pour l'utilisation d'énergies et de puissances laser de plus en plus grandes pour lesquelles le taux de réflexion atteindrait, voire dépasserait 60 à 70%, ce qui détériorerait le laser très rapidement. On ne peut cependant pas augmenter trop fortement la valeur de S (accroissement de

la distance focale), car si la température du plasma diminue, tous les autres paramètres diminuent également. Il faut alors augmenter la puissance laser pour compenser cet effet.

IV.2.4.4. Variation de R avec l'énergie laser.

Cette expérience a été faite à durée d'impulsion constante et égale à 3,5 ns. La lentille de focalisation a une distance focale de 75 mm et nous nous plaçons à la focalisation optimum pour chaque énergie.

En (IV.2.4.2.) nous avons étudié la réflexion en fonction du temps. Nous allons maintenant intégrer le signal réfléchi sur toute la durée du phénomène et comparer cette énergie E_r à l'énergie laser incidente E_i. Nous continuerons à désigner par R le rapport E_r/E_i. Sa valeur nous permettra de déduire l'énergie absorbée par le plasma E_a.



- Figure 51 -

Sur la figure 51 a été représentée la variation de R en fonction de E_i. Les coordonnées logarithmiques nous permettent de conclure que R varie comme $E^{1/6}$. Le terme constant est fonction de la lentille de focalisation utilisée. Pour f = 75 mm il est égal à 0,18, tandis qu'il devient 0,11 pour f = 120 mm. On remarquera que ce rapport est voisin du rapport des distances focales. Bien que l'interprétation de ce résultat ne soit pas établie (il faudrait pour cela avoir un plus grand nombre de points expérimentaux), il peut être très commode pour l'expérimentateur. Il faudra cependant éviter d'extrapoler ces conclusions, car si on retrouve, par ce procédé, les résultats expérimentaux du laboratoire de LIVERMORE aux Etats-Unis [10], on ne peut expliquer ceux d'OSAKA, au Japon [11].

IV.2.5. Mesure de la température électronique.

Le principe de la méthode est identique à celui décrit en III.2.5.1. L'appareillage comporte quatre voies de mesure sur lesquelles peuvent être montés des abosrbants métalliques de nature et d'épaisseur différentes.

Avec l'apparition des premiers neutrons émis au sein du plasma, un fait expérimental a été mis en évidence dans la plupart des expériences de cette nature [10] [11] [12] ; une partie du rayonnement X détecté est plus énergétique que celui donné par un spectre thermique correspondant à la température T_e du plasma.

IV.2.5.1. Constatations expérimentales.

Ce résultat pourrait être imputé à l'utilisation d'impulsions laser à front de montée rapide et à durée inférieure ou du même ordre de grandeur que le temps de réponse de la chaîne de détection (4 ou 5 ns). En effet, on le retrouve exactement lorsqu'on utilise une cible d'hydrogène solide pour laquelle aucune réaction nucléaire de fusion ne peut se manifester.

- La première constatation apparaît dans la phase d'équilibrage des voies de mesures pour laquelle les mêmes absorbants sont interposés sur chacune des voies. Il devient très difficile d'équilibrer les voies les unes par rapport aux autres à mieux que 30 ou 40%. De plus, cet équilibrage approché se détruit très fréquemment, ce qui nous oblige à des contrôles nombreux effectués au détriment des tirs de mesure.

Deux raisons peuvent être invoqués pour expliquer ce phénomène : tout d'abord les fluctuations propres aux quatre photomultiplicateurs, phénomène d'autant plus marqué que les impulsions électriques recueillies sont plus courtes. Ensuite les variations du temps de réponse de chaque chaîne de détection qui amènent une intégration des signaux pouvant expliquer les différences constatées. Tout se passe, dans le cas présent, comme si on voulait effectuer des mesures précises sur des "queues d'impulsions" données par des photomultiplicateurs. De telles conditions ne sont pas particulièrement propices à la fiabilité des résultats.

Malgré un contrôle sévère des gains de chaque photomultiplicateur, il n'a pas été possible d'équilibrer les voies de mesure à mieux que 30%.

- Une deuxième constatation apparaît immédiatement et concerne le flux total de rayons X reçu par chaque voie de mesure. Celui-ci augmente d'un facteur 4 ou 5 par rapport à celui détecté précédemment avec le laser L5 pour la même épaisseur d'absorbant. Si bien que les PM se saturent très rapidement (signal au-dessus de 5 volts). Pour l'éviter on place entre le scintillateur plastique et le PM des densités optiques neutres de valeur connue. Cet artifice nous permet de garder les tensions d'alimentation des PM à leurs valeurs nominales pour lesquelles les mesures de gain et de linéarité ont été faites au préalable.

- Enfin, la constatation expérimentale la plus lourde de conséquence vient des rapports d'intensité effectués lors des mesures. Comme il a été dit en (III.2.5.1.) ces rapports donnent la valeur de la température électronique du plasma, pourvu que le spectre émis soit constitué par du rayonnement de freinage.

Dans ces conditions les valeurs de R mesurées conduisent à des températures électroniques comprises entre 1 et 5 keV, ce qui paraît aberrant compte tenu des puissances lasers mises en oeuvre (quelques gigawatts). De plus, ces valeurs ne sont pas les mêmes suivant qu'on utilise, comme absorbant, du béryllium, du nickel ou de l'aluminium.

On est donc amené à conclure que le rayonnement reçu par les voies de mesure, ne représente plus l'image fidèle de la température du plasma.

On peut cependant écarter deux possibilités d'erreurs dues à la présence d'éventuelles raies qui pourraient se superposer au spectre continu analysé.

- Tout d'abord les raies du cuivre (cryostat) et du fer (parois de la chambre) qui seraient excitées par bombardement électronique (expansion du plasma).

Compte tenu d'une vitesse moyenne des électrons de 5×10^7 cm/s, ces raies arriveraient sur le détecteur 40 ns (Cu) et 500 ns (Fe), après le rayonnement issu du plasma.

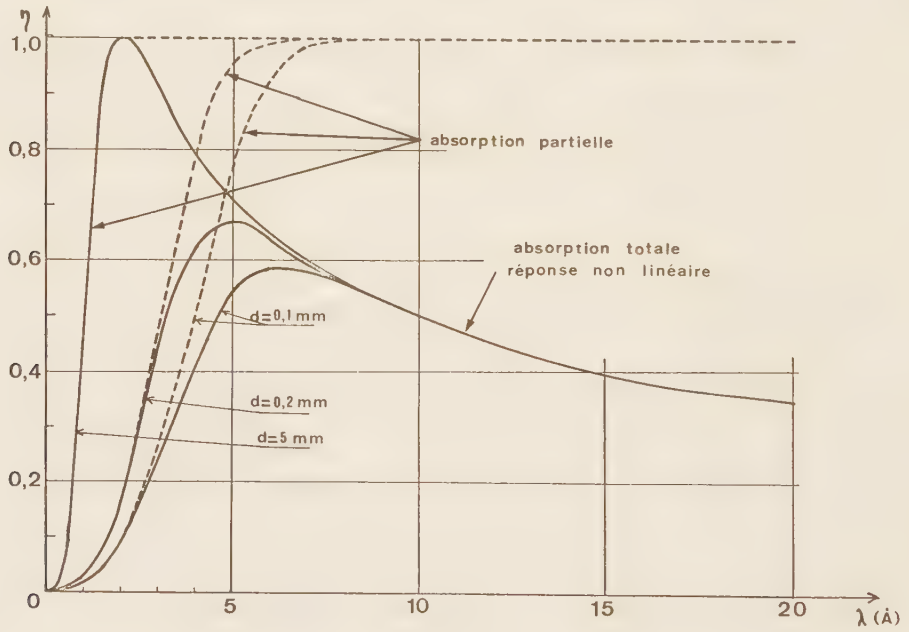
- On a envisagé également les raies de fluorescence des absorbants eux-mêmes. En tenant compte de ce phénomène dans les calculs théoriques on a trouvé une différence de l'ordre de 10 à 15% seulement par rapport à la température déduite d'un spectre thermique pur.

- Enfin, les raies d'absorption de ces mêmes absorbants ne sont pas à considérer, puisque le phénomène se produit également pour le béryllium qui n'a pas de discontinuités entre 1 et 100 Å.

IV.2.5.2. Mesures expérimentales.

Nous avons été amenés par la suite à vérifier expérimentalement la linéarité de réponse des scintillateurs plastiques utilisés dans notre montage. Cette dernière, en effet, n'avait jamais été mesurée pour des photons X d'énergie inférieure à 7 ou 8 keV.

M. COLIN J. (C.E.A., Bruyères-le-Châtel) a effectué cette mesure, particulièrement délicate, dans une gamme d'énergie des photons X allant de 1,5 keV (raie de l'aluminium) à 18 keV (raie du molybdène). La réponse de l'ensemble scintillateur-photomultiplicateur est donnée sur la figure 52.



- Figure 52 -

En abscisse, la longueur d'onde des photons X obtenus par fluorescence de divers éléments. En ordonnée, le rendement en énergie η du détecteur normé à 1 pour le scintillateur de 5 mm. Rappelons que, pour la tension de 2 200 V utilisée sur le PM, la réponse de ce dernier est linéaire au-dessous de 5 volts d'amplitude. Par suite la courbe obtenue représente bien la réponse du scintillateur.

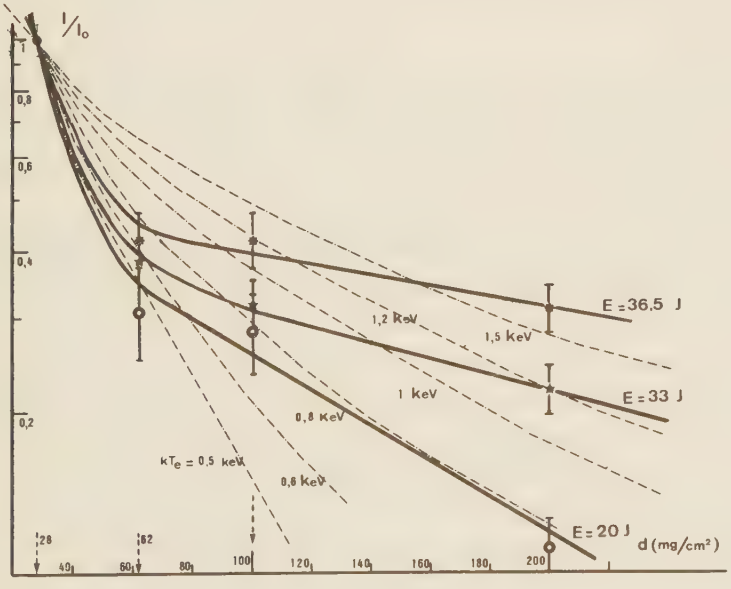
Si cette dernière était linéaire quelle que soit l'énergie des photons, on obtiendrait la courbe en pointillés. En fait, pour les énergies supérieures à

7 keV ($\lambda < 1{,}8$ Å) le scintillateur de 5 mm d'épaisseur laisse passer d'autant plus le rayonnement que l'énergie est grande. On retrouve donc une loi de décroissance en exp. ($- k_\nu d$) où d est l'épaisseur du scintillateur.

Par contre, au-dessous de 7 keV ($\lambda > 1{,}8$ Å) on trouve une réponse non linéaire, alors que l'énergie des photons X est réellement déposée dans le scintillateur. Cet écart de linéarité vient probablement des variations brutales aux basses énergies de la section efficace d'ionisation par effet photo-électrique. L'efficacité d'arrêt des électrons secondaires intervient également.

Nous avons donc introduit dans le calcul des abaques théoriques cette courbe de rendement du scintillateur. Pour une même valeur du rapport des intensités mesurées, on trouve effectivement une température inférieure lorsqu'on tient compte de cette nouvelle fonction de transfert du détecteur. Mais l'écart, au plus égal à 15 ou 20%, n'est pas significatif et n'explique pas les résultats trouvés quant aux valeurs des températures électroniques déduites de la méthode utilisée.

Sur la figure 53 nous avons reporté les rapports d'intensité I/I_o mesurés en fonction des épaisseurs d'absorbants utilisés. Les courbes sont données pour le béryllium et normées à 1 pour une épaisseur de 28 mg/cm^2. En traits pointillés ont été tracées les courbes théoriques déduites du spectre de rayonnement de freinage et ce pour différentes températures. En traits pleins, les résultats expérimentaux correspondant à 3 énergies laser de 20, 33 et 37 J.



- Figure 53 -

On peut alors constater que :

- Pour les faibles épaisseurs d'absorbants (entre 20 et 60 mg/cm^2), les températures mesurées sont tout-à-fait cohérentes avec celles déduites du modèle théorique (IV.c.4.). Elles varient entre 500 et 1000 eV pour une puissance laser comprise entre 5,5 et 10 gigawatts. Nous remarquerons que les faibles épaisseurs d'absorbants permettent au rayonnement X mou (entre 1 et 20 Å) d'être détecté par le scintillateur.

- Par contre, avec des épaisseurs d'absorbants plus fortes (100 et 200 mg/cm^2), ce rayonnement X mou est arrêté et le scintillateur ne détecte que la partie la plus énergétique du spectre d'X incident. Comme on le constate sur la figure 53 les températures mesurées dans ces conditions passent de 0,8 à 2 keV pour les énergies lasers correspondantes. Ces résultats ne sont plus en accord avec la théorie et sont également trouvés dans plusieurs laboratoires [10] [11] [12].

La conséquence logique de ces mesures consiste à conclure à l'existence d'un spectre de rayonnement X composé :

- d'une partie thermique qu'on retrouve convenablement aux grandes longueurs d'onde ($\lambda > 5$ Å) ;
- et d'une partie non thermique qui se manifeste aux courtes longueurs d'onde.

Comme le rayonnement est lié au mouvement des électrons, on en déduit également que la distribution de ces derniers n'est plus maxwellienne, mais se trouve renforcée du côté des hautes énergies. Cette conclusion s'appuie, par surcroît, sur l'existence d'ions très énergétiques détectés par collecteurs ou analyseur électrostatique [11] [12].

Malheureusement, les mesures expérimentales concernant ce phénomène sont encore trop précaires et ne permettent pas de le préciser. Il serait nécessaire pour ce faire de connaître au moins trois données, à savoir :

- le spectre X du rayonnement émis ;
- le pourcentage en énergie du spectre non thermique ;
- la variation de cette proportion avec la densité de flux d'énergie arrivant sur la cible.

Les auteurs de [10] [11] [12] croient voir dans ce résultat la preuve des mécanismes d'instabilités se développant au niveau de la zone d'absorption des photons. Certains vont même jusqu'à conclure que les réactions nucléaires de fusion en sont une conséquence directe.

Pour notre part, nous ne pensons pas que des mécanismes d'instabilité se manifestent dans l'expérience. Cette opinion ne repose pas sur des faits expérimentaux tangibles, puisque ces derniers n'ont pas encore été obtenus. Pourtant, nos mesures de réflexion (voir IV.2.4.) sont en très bon accord avec un mécanisme d'absorption classique et par ailleurs nous verrons, en fin de ce chapitre, que le taux expérimental de réactions nucléaires de fusion est également restitué de manière satisfaisante, sans faire appel à des mécanismes non linéaires ou turbulents. Cependant, nous trouvons effectivement dans l'expérience un spectre de rayonnement X qui apparaît plus tourmenté qu'un spectre thermique pur.

A défaut d'interprétation valable de ces résultats retenons les difficultés apparues dans la mesure de la température électronique du plasma. A condition d'utiliser des absorbants relativement minces, et par suite, de détecter une grande partie du rayonnement X mou émis par le plasma, on a pu retrouver des résultats en accord avec la théorie. Mais, avant d'arriver à ce stade, les difficultés rencontrées nous ont empêché de réaliser un grand nombre de tirs laser, et par suite d'obtenir des mesures répétitives.

IV.2.6. Mise en évidence des réactions nucléaires de fusion.

Le laser utilisé est C5, c'est-à-dire une impulsion de puissance voisine de 5 GW pour un front de montée de 5 ns et une durée à mi-hauteur de 7 à 8 ns (voir figure 41).

IV.2.6.1. Système de détection des neutrons.

Le problème posé consistait à réaliser un appareillage dont la sensibilité de détection serait supérieure de 10 à 20 fois celle des compteurs utilisés couramment en physique nucléaire. Il s'agissait, en effet, de détecter un flux de quelques 10^2 neutrons émis dans les 4π stéradians, le compteur étant placé à 50 cm du plasma.

Pour ce faire, deux types de détecteurs ont été réalisés par MM. FAURE, PEREZ et PARISOT (C.E.A. Limeil - Section de Mesures Nucléaires).

a) Le premier comprend un scintillateur plastique associé à un photomultiplicateur. Le principe en est très classique et a déjà été décrit lors de l'étude de l'appareillage rayons X (III.2.5.3.).

La grande sensibilité demandée au système est obtenue grâce aux dimensions imposantes du compteur :

- le scintillateur plastique (SPF Radiotechnique) a un diamètre de 450 mm pour une épaisseur de 160 mm ;
- le photomultiplicateur est un XP-1040 de la Radiotechnique également ;
- un guide de lumière conique relie le scintillateur au PM.

L'ensemble est monté dans un boîtier étanche à la lumière et protégé des rayons X par une épaisseur de 5 mm de plomb.

La sensibilité de ce détecteur est telle qu'on obtient une impulsion mesurable lorsque 40 neutrons seulement sont émis par le plasma dans les $4\ \pi$ stéradians, le scintillateur se trouvant à 50 cm de ce plasma.

b) Le deuxième type de détecteur est un compteur au trifluorure de bore. Là aussi le principe en est très classique en physique nucléaire, mais la sensibilité en est accrue par un artifice technologique : trois compteurs identiques (type 73 NE du LCT) placés en parallèle sont logés sous la chambre d'interaction, soit à 25 cm du plasma. Afin de thermaliser les neutrons de 2,45 MeV on dispose tout autour des compteurs de blocs de paraffine de 10 cm d'épaisseur. Dans ces conditions on détecte une impulsion pour 100 neutrons émis au niveau du plasma dans tout l'espace.

IV.2.6.2. Nature des signaux observés.

Dès le début des expériences avec le laser C5, nous avons observé des signaux sur les détecteurs de neutrons. Les tirs sont faits par séries et dans chacune d'elles nous observons des signaux dans 70% des cas. Ce pourcentage atteint 90% lorsque la focalisation est très précise.

Afin de déterminer la nature, et si possible l'origine de ces signaux, nous avons effectué les différentes contre-expériences suivantes :

- Tirs réels sans cible solide ou sur atmosphère gazeuse : aucun signal sur les détecteurs blindés au plomb. On élimine donc l'influence des parasites électromagnétique et lumineux engendrés lors des tirs laser.

- Pour vérifier que les signaux ne sont pas dus à des rayons X d'énergie supérieure à 120 keV, l'un des détecteurs à scintillation est blindé au plomb. Un

second identique n'est pas blindé. Les signaux recueillis sur chaque appareil sont comparables.

- Notre cryostat permettant de remplacer à volonté le deutérium par de l'hydrogène, nous avons utilisé alternativement ces deux cibles. Par l'émission de rayons X mous, on vérifie que les températures électroniques mesurées sont voisines dans les deux cas. Quand nous observons des signaux avec du deutérium solide, ils disparaissent avec une cible d'hydrogène solide pour réapparaître lorsqu'on revient au deutérium.

Nous sommes ainsi certains que ces signaux sont dus à la présence d'atomes de deutérium dans la cible et proviennent par conséquent du plasma formé lors de l'interaction.

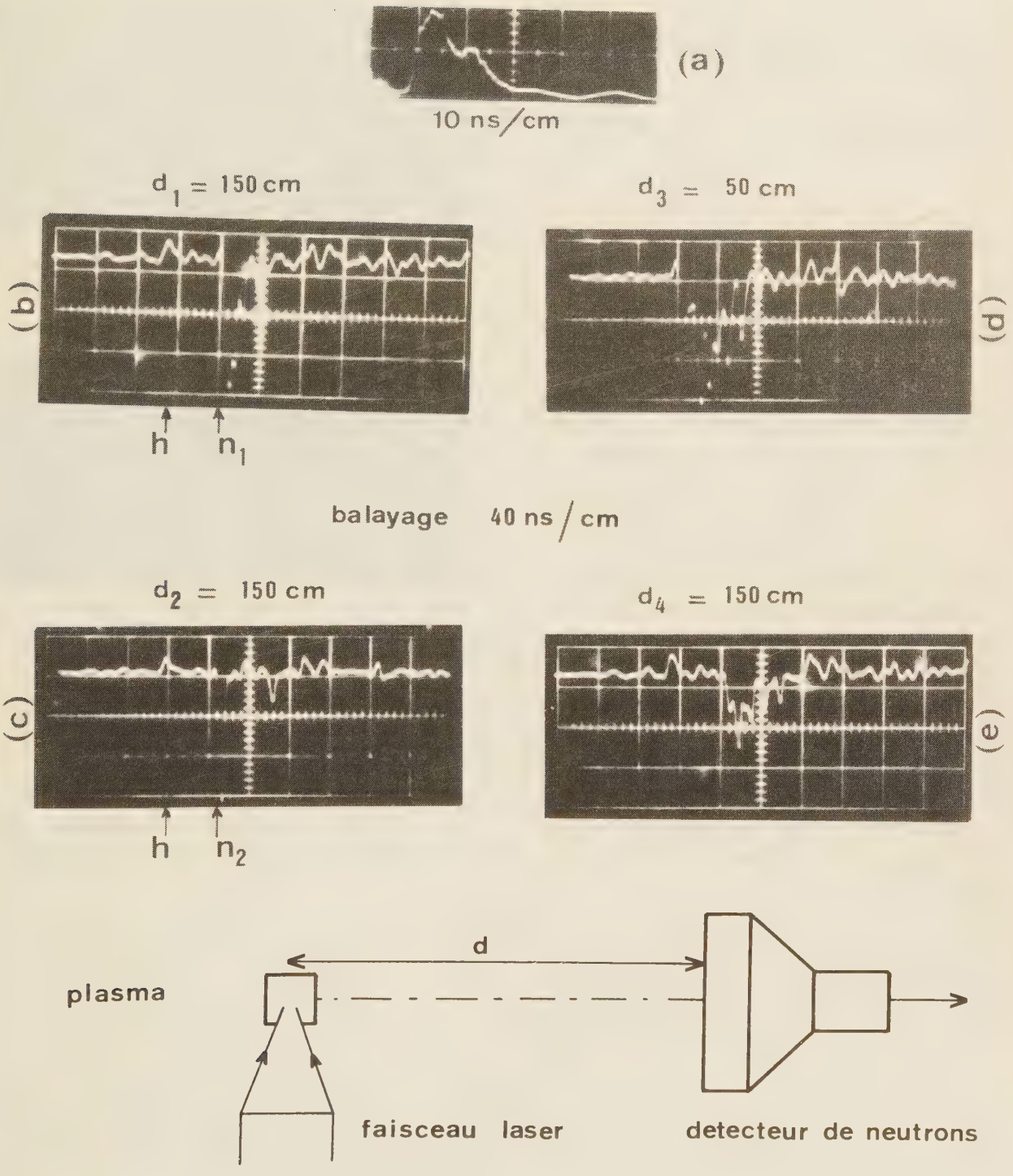
- Enfin, il nous a été possible d'éliminer l'hypothèse de signaux attribuables à des rayons γ. Pour cela, on utilise 2 détecteurs à scintillation blindés par 5 mm de plomb. Mais l'un d'eux est complètement entouré par une feuille de 3 mm de cadmium et d'un écran de 25 cm de paraffine. Dans ces conditions, seuls les rayons γ peuvent arriver jusqu'au compteur, car les neutrons thermalisés dans la paraffine sont absorbés par le cadmium. Tandis que le compteur non cadmié donne des signaux, l'autre ne donne rien. Dès qu'on supprime l'écran de cadmium on voit réapparaître les signaux. On peut donc en conclure que les rayons γ éventuels n'entrent pas de façon mesurable dans l'origine des signaux détectés.

IV.2.6.3. Mesure de temps de vol.

Les tests que nous venons de décrire, ainsi d'ailleurs que la présence de signaux sur le compteur BF.3 (qui n'est sensible qu'aux neutrons), démontraient que l'origine des signaux était imputable à des neutrons émis par le plasma laser. Pour en déterminer l'énergie, nous avons effectué une mesure de temps de vol en utilisant deux compteurs à scintillation. Ceux-ci sont placés respectivement à 50 cm et 150 cm de la cible.

En premier lieu on mesure, à l'aide d'une source lumineuse brève, le temps de transit de chaque photomultiplicateur. On s'arrange ensuite à égaliser les trajets des 2 signaux jusqu'aux oscilloscopes (longueurs de câbles). On envoie enfin sur chacun d'eux le signal d'une horloge électronique [13] qui nous définit l'échelle des temps par rapport à l'émission neutronique du plasma. La figure 54 montre les résultats obtenus :

- en (a) nous rappelons la forme de l'impulsion laser ;
- en (b) et (c) on vérifie la précision sur la mesure temporelle des signaux (horloge et réglages des voies de mesure) lorsque les deux détecteurs sont placés à 150 cm de la cible. Sur chaque oscillogramme on distingue N_1 et N_2. On constate que le calage en temps est réalisé à 1,5 ns près correspondant à 0,25 mm lus sur la photographie. On remarquera également qu'avec le système d'horloge il est possible d'éliminer en grande partie l'imprécision de 5 ns sur la mesure des temps de transit des photomultiplicateurs.
- enfin en (d) et (e) on effectue la mesure du temps de vol, puisque les deux détecteurs sont placés à 50 et 150 cm du plasma. Le retard mesuré sur l'oscillogramme est de 48,5 ns. L'erreur de lecture, inférieure à 0,5 mm, est donc au plus égale à 2,8 ns.


(a)
10 ns/cm
d_1 = 150 cm
(b)
h
n_1
d_3 = 50 cm
(d)
balayage 40 ns/cm
d_2 = 150 cm
(c)
h
n_2
d_4 = 150 cm
(e)
d
plasma
faisceau laser
detecteur de neutrons

- Figure 54 -

On peut donc conclure que les signaux détectés sont imputables à des neutrons issus du plasma et produits par des réactions nucléaires de fusion. En effet ces dernières ont une énergie de 2,45 MeV et un temps de vol correspondant de 47 ns au mètre. Compte tenu des résultats représentés sur la figure 54 on mesure cette énergie à $\pm$ 150 keV, c'est-à-dire à 12% près. Malheureusement ceci n'est plus valable dès que le flux de neutrons dépasse 10^3, car dans ce cas on détecte du rayonnement X, ce qui augmente l'incertitude sur l'arrivée des premiers neutrons. Par contre, dans les conditions de la figure 54, pour laquelle le flux de neutrons ne dépasse pas 5×10^2 on constate que le démarrage des signaux est très bien défini.

IV.2.6.4. Chronologie par rapport à l'impulsion laser.

Il s'agit de corréler dans le temps le signal de l'impulsion laser, celui du détecteur rayons X (température) et les impulsions neutroniques.

Pour cela le signal de l'horloge électronique est envoyé sur chaque voie de mesure. L'équilibrage en temps est réalisé de la même manière que pour les deux détecteurs de neutrons [14] et l'instant zéro est l'instant où le maximum de l'impulsion laser arrive sur le plasma.

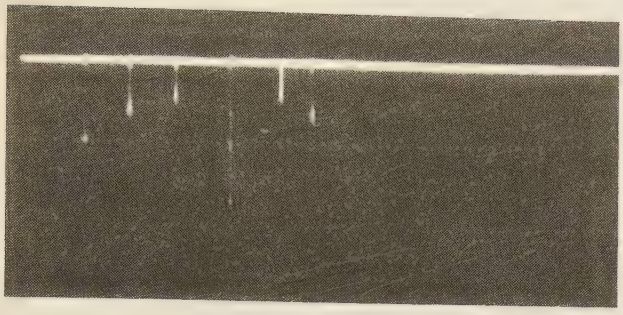
En ce qui concerne les signaux rayons X, on constate qu'ils sont synchrones avec l'impulsion laser au niveau du plasma. Rappelons que cette mesure est, contrairement aux précédentes, entachée d'une erreur de 4 ou 5 ns due au temps de transit des PM (le relevé de l'impulsion laser se fait par cellule photoélectrique).

Les signaux neutroniques, pour leur part, se situent toujours entre 20 et 25 ns après le maximum de l'impulsion laser, les compteurs étant placés à 50 cm du plasma. En déplaçant l'un d'eux de 50 cm à 75 puis 100 et 150 cm, on observe que le décalage impulsion laser-signal neutronique passe de 25 à 35 puis 50 et 70 ns, en bon accord donc avec le temps de vol des neutrons de 2,45 MeV. Ces mesures tiennent compte des retards dus aux chaînes de détection.

Les impulsions neutroniques montrent très souvent un empilement qui nous permet, avec l'amplitude, d'estimer grossièrement le nombre total de neutrons émis dans tout l'angle solide. Ce nombre varie entre 100 et 2500 suivant les tirs et dépend à la fois de la puissance laser et de la focalisation du faisceau sur la cible. Nous reviendrons au paragraphe IV.2.7. sur l'influence de ces deux paramètres, mais déjà, sur la figure 55 on peut constater que la focalisation joue un rôle très important.

Sur la figure 56 nous avons représenté l'histogramme des résultats obtenus sur une série de plus de 150 tirs laser. Sur un oscillogramme de détecteur à scintillation nous relevons l'amplitude et l'instant d'apparition de chaque pic. La figure 56 montre que la majorité des pics neutrons (zone A) sont contemporains de l'impulsion laser (on retranche le temps de vol au temps d'apparition du signal). Elle montre également un nombre important de pics se produisant après cette impulsion (zone B et C). Nous attribuons ce phénomène à une diffusion élastique des neutrons sur l'appareillage expérimental qui est vu par les détecteurs sous un angle solide beaucoup plus grand que le plasma. On a d'ailleurs pu mesurer de manière statique le taux de diffusion de notre système grâce à un tube à neutrons classique (réaction DD) qui est positionné à la place de la cible [15]. Les mesures donnent un taux de diffusion voisin de 25% pour l'ensemble cryostat-chambre d'expérience (zone B) et 10 à 15% apporté par le sol du laboratoire (zone C). Ces résultats sont en accord très satisfaisant avec ceux de la figure 56.

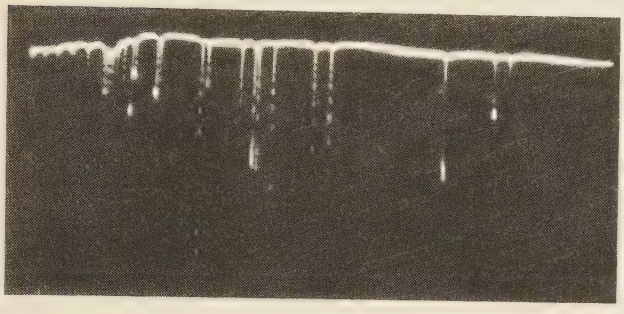
DETECTION DES NEUTRONS PAR COMPTEUR BF_3



puissance laser maximum: 4 GW

focalisation à l'interieur de la cible

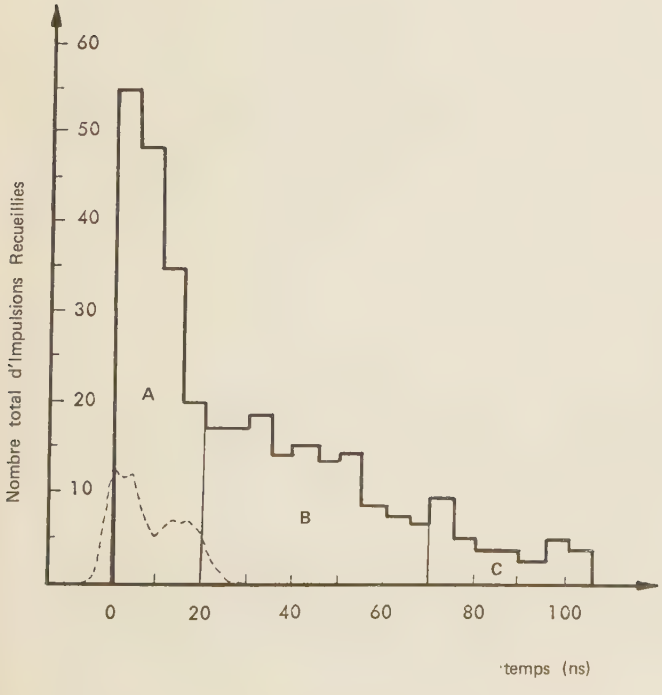
balayage 50µs/cm



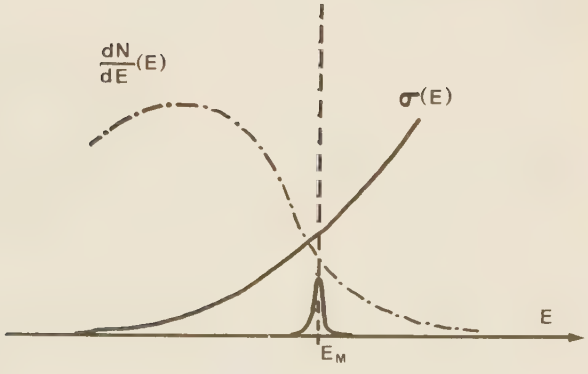
puissance laser maximum : 4 GW

focalisation en surface

- Figure 55 -



- Figure 56 -



- Figure 57 -

IV.2.6.5. Conditions pour observer des réactions nucléaires dans un plasma.

La théorie des réactions nucléaires provoquées par l'agitation thermique des ions dans un plasma (réactions thermonucléaires), a été proposée en 1938 par GAMOW C. et TELLIER E. [16]. Elle suppose le milieu en équilibre : l'énergie des ions est distribuée suivant la loi de Maxwell-Boltzmann, et les sections efficaces de réaction varient en fonction de l'énergie E des particules suivant la loi de GAMOW :

$$\sigma(E) = \frac{C}{E} \exp\left(-\frac{B}{\sqrt{E}}\right) \qquad (59)$$

où B et C sont deux constantes pour une même réaction nucléaire.

La probabilité de telle réaction thermonucléaire dans un plasma est évidemment le produit de la probabilité qu'une particule incidente ait l'énergie E par la probabilité de réaction proportionnelle à σ pour cette énergie.

Lorsque l'on trace sur un diagramme (figure 57) les courbes représentant ces probabilités en fonction de l'énergie, il apparaît que leur produit a une valeur non négligeable dans le seul voisinage d'une énergie optimale E_M. Exprimant les températures et les énergies keV, on a la relation simple :

$$E_M = 8{,}1 \quad T_i^{2/3} \qquad (60)$$

pour les réactions nucléaires attendues dans le deutérium, soit : (*)

$$D + D \longrightarrow p + T + 4 \text{ MeV}$$
$$D + D \longrightarrow n + H_e^3 + 3{,}25 \text{ MeV}$$

Les deux réactions sont également probalbes.

Tout se passe donc en vertu de la relation (60) comme si l'on mesurait une section efficace de réaction pour l'énergie E_M. Or les expériences de physique nucléaire effectuées en accélérant des particules [17] ont montré qu'il fallait des énergies de l'ordre de 5 keV au moins, pour faire des mesures significatives. Au-dessous d'une telle énergie les sections efficaces décroissent si vite que le temps nécessaire à la détection d'une seule réaction devient prohibitif. Il en résulte que l'on ne doit pas s'attendre à une émission de neutrons lorsque la température des ions du plasma est inférieure à :

$$T_L \simeq \left(\frac{5}{8{,}1}\right)^{3/2} \simeq 0{,}5 \text{ keV}$$

La détection de neutrons pour des températures inférieures est le signe certain d'un mécanisme d'accélération indésirable, comme par exemple les instabilités, à l'origine des mésaventures survenues en 1958 aux créateurs de la machine Zéta.

(*) Le rendement de la réaction nucléaire D + T est 30 fois meilleur, mais les sujétions de la manipulation en tritium (corps radiactif) en restreignent considérablement l'emploi au laboratoire.

Même si l'on n'observe les neutrons que lorsque la température dépasse 500 eV il n'est pas sûr qu'ils soient dus à des réactions thermonucléaires. Il faut, pour acquérir une telle certitude, vérifier que les ions ont bien une distribution maxwellienne. De longues et difficiles expériences de diffusion THOMSON sont nécessaires [18]. Ainsi la détection des neutrons ne constitue-t-elle qu'une première étape dans l'étude de ces plasmas de haute température créés au moyen du laser.

Nous allons cependant essayer, après avoir mis en évidence les premières réactions de fusion, de préciser les paramètres influents sur l'émission neutronique et donner une première interprétation des résultats obtenus à l'aide d'un modèle numérique.

IV.2.7 Variation du flux total de neutrons.

Des mesures expérimentales plus précises imposaient la détection d'un flux de neutrons plus grand et surtout une focalisation plus précise, comme l'illustre la figure 55.

C'est pourquoi les mesures qui vont suivre ont été obtenues avec le laser C6 et l'appareillage expérimental amélioré qui ont été décrits au début du chapitre IV.

Rappelons brièvement leurs caractéristiques :

- puissances lasers variant entre 3 et 20 GW pour une durée d'impulsion constante de 3,5 ns ;
- système de focalisation précis à 20 microns près d'un tir à l'autre ;
- flux total de neutrons compris entre 10^3 et 3.10^4, ce qui nous permet d'utiliser le détecteur BF_3 pour le comptage (de 5 à 15 pics sur chaque oscillogramme). Par suite, l'erreur commise sur le flux total mesuré sera voisine de 30%.

IV.2.7.1. Influence de la focalisation.

Nous fixons la puissance du laser à une valeur voisine de 10 GW pour laquelle le flux total de neutrons émis au niveau du plasma est de l'ordre de 10^4. Les compteurs BF_3 utilisés sont du même type que celui décrit en IV.2.6.1., mais sont maintenant placés à 50 cm du plasma, ce qui réduit la sensibilité de comptage à 1 impulsion pour 10^3 neutrons émis dans tout l'angle solide au niveau de la cible. Notre seuil de détection passe donc de 10^2 à 10^3, mais l'utilisation systèmatique des détecteurs BF_3 nous permet une mesure rapide et, comme on l'a déjà indiqué, précise à 30% près. En fait, cette précision est améliorée par la moyenne effectuée sur une dizaine de tirs dans les mêmes conditions expérimentales.

Pour juger de l'influence de la focalisation, nous reprendrons la figure 50 sur laquelle sont reportées les valeurs de N (flux total de neutrons) correspondantes aux deux types de lentilles utilisées pour focaliser le faisceau laser. Les puissances laser sont respectivement de 12 et 14,5 GW.

On constate que N passe par un maximum assez aigü dans les deux cas. Ce flux décroît d'un facteur 2 sur une plage de réglage respectivement égale à 250 et 400 µ suivant la lentille utilisée. Une mesure identique faite à une valeur N de 3.10^4 (puissance laser voisine de 20 GW) nous a donné une plage utile de 100 µ seulement [19], ce qui tendrait à indiquer que plus la puissance laser augmente, plus

le flux maximum de neutrons est difficile à trouver. Dans le cas de la figure 50 la plage optimum de focalisation pour laquelle on obtient N_{max} est réduite à 70 µ pour la lentille de 75 mm de focale, et à 150 µ pour celle de 120 mm.

On peut donc juger par ces chiffres l'importance d'une focalisation précise lorsqu'il s'agit d'étudier les variations du flux de neutrons avec les principaux paramètres de l'expérience.

Cette acuité indispensable dans le réglage de la focalisation est probablement liée à la durée très brève de l'impulsion laser (3,5 ns). On peut imaginer que si la puissance laser maximum était maintenue 10 ns ou plus, ce problème se poserait dans des conditions moins astreignantes.

IV.2.7.2. Influence de l'énergie laser absorbée par le plasma.

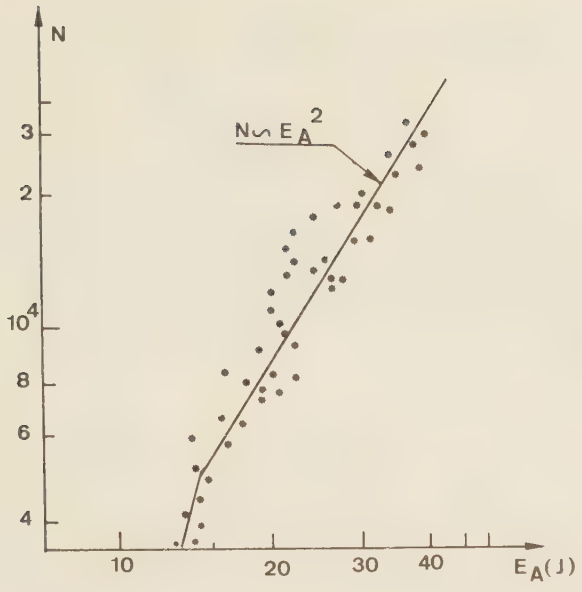
Nous avons jusqu'ici utilisé le plus souvent comme paramètre laser la puissance maximum arrivant sur la cible. On se souvient, en effet, que celle-ci détermine la température du plasma. En ce qui concerne, par contre, les variations du flux total de réactions nucléaires créées au sein du plasma, la puissance laser n'est plus le paramètre essentiel, puisque le temps de vie du plasma intervient, ainsi que le volume de matière chauffée [20]. C'est donc beaucoup plus l'énergie absorbée par le plasma que la puissance laser reçue qui devient le paramètre essentiel. L'illustration expérimentale de cette remarque peut être aisément déduite de la comparaison des deux premières expériences dans lesquelles on ait mis en évidence des réactions de fusion par laser.

- L'expérience effectuée i l'Institut Lebedev de MOSCOU [21] utilise une puissance laser de 2000 GW. La durée de l'impulsion est voisine de 10 ps pour une énergie de 20 J. Les savants soviétiques rapportent avoir détecté entre 10 et 50 neutrons. Ils indiquent également que la réflexion est importante, sans en préciser la valeur.

- Notre propre expérience (IV.2.6.) dans laquelle une puissance laser de 4 GW conduit à un flux total de neutrons de l'ordre de 10^3. Rappelons que dans ce cas la durée de l'impulsion était de 7 à 8 ns pour une énergie incidente de 40 J.

Compte tenu de ces résultats, nous étudierons donc les variations de N avec l'énergie absorbée E_a dans le plasma, sachant que la puissance laser pourra varier entre 3 et 20 GW.

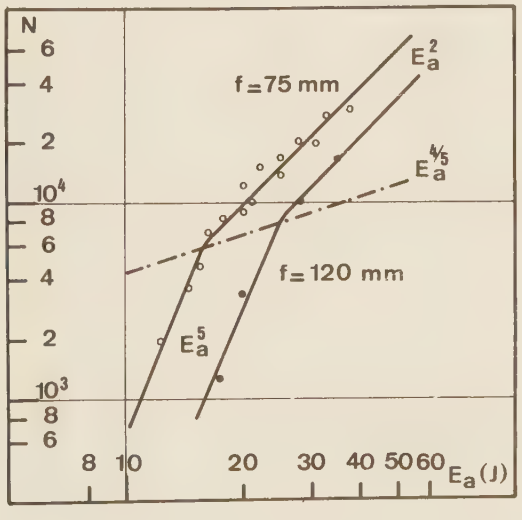
La figure 58 illustre les mesures expérimentales effectuées sur plus de 1000 tirs laser. Elle indique sans ambiguité une variation de la forme $N \sim E_a^2$ dans la gamme d'énergie explorée, soit de 15 à 50 J. Par contre, entre 10 et 15 J cette variation semble beaucoup plus rapide : on trouve $N \sim E_a^5$. Cette loi sera confirmée par les mesures faites avec une lentille de 120 mm de focale dans la gamme d'énergie 15-30 J. Elle recoupe par ailleurs, les mesures effectuées avec le laser C5 et exposées au paragraphe IV.2.6.



- Figure 58 -

IV.2.7.3. Influence de la lentille de focalisation.

On a vu précédemment (IV.2.4.3.) que la tache focale de l'objectif de concentration du faisceau influait sur la température du plasma. On peut donc imaginer qu'il en sera de même pour le flux total de neutrons. La figure 59 montre effectivement cette influence et permet, comme on l'a indiqué, de préciser les deux lois de variation de N avec E_a que l'on rencontre successivement lorsqu'on augmente la puissance laser, à focale constante.



- Figure 59 -

A faible énergie, on constate que N croît comme E_a^5, tandis qu'au-dessus de 30 J cette variation suit le carré de l'énergie absorbée. Pour une focale de F = 75 mm le changement se situe à une puissance laser voisine de 8 GW ($N < 10^4$) : dans le cas F = 120 mm il faut dépasser 10 à 12 GW pour le rencontrer.

Comme nous le verrons dans l'étude numérique qui suit (IV.3.4.3.) la loi en E_a^5 s'interprète en considérant :

- que les réactions de fusion sont d'origine thermonucléaire ;
- que le mouvement de l'onde de conduction thermique est monodimensionnel.

Un résultat identique est déduit des études [5] et [22].

De la même façon, mais cette fois par un calcul analytique en géométrie sphérique, S.D. ZAKHAROV et alii [23] retrouvent la loi en E_a^2 en supposant encore une fois que les réactions sont thermonucléaires. Cependant, les hypothèses de cette approche simplifiée s'écartent beaucoup des conditions de l'expérience. Nous verrons pourtant qu'en tenant compte de ces dernières, on aboutit à un résultat analogue.

Les résultats de la figure 59 sont à rapprocher de ceux de la figure 46 où nous avions mis en évidence un brusque changement dans le comportement du plasma entre 8 et 17 GW. Nous avons attribué ce phénomène au développement d'une détente latérale du plasma, d'autant plus marquée que la température atteinte et, par suite, la puissance laser sont élevées.

Une autre conclusion intéressante peut être déduite de ces résultats. On constate, en effet, qu'aux faibles énergies l'influence de la focale est grande et la différence peut atteindre un facteur 10, car nous sommes dans la partie $N \propto E_a^5$. Si on veut obtenir les flux de neutrons les plus élevés possibles pour faire des mesures dans de bonnes conditions, nous sommes obligés de choisir une lentille de focalisation très ouverte (courte focale) et par suite de supporter un taux élevé d'énergie laser réfléchie. Cette dernière est préjudiciable au bon fonctionnement du laser lui-même.

Par contre, à énergie plus élevée, la différence sur N n'est plus que d'un facteur 1,5 à 2 et il devient intéressant d'utiliser ce résultat pour minimiser l'énergie réfléchie comme on l'a vu en (IV.2.4.3.).

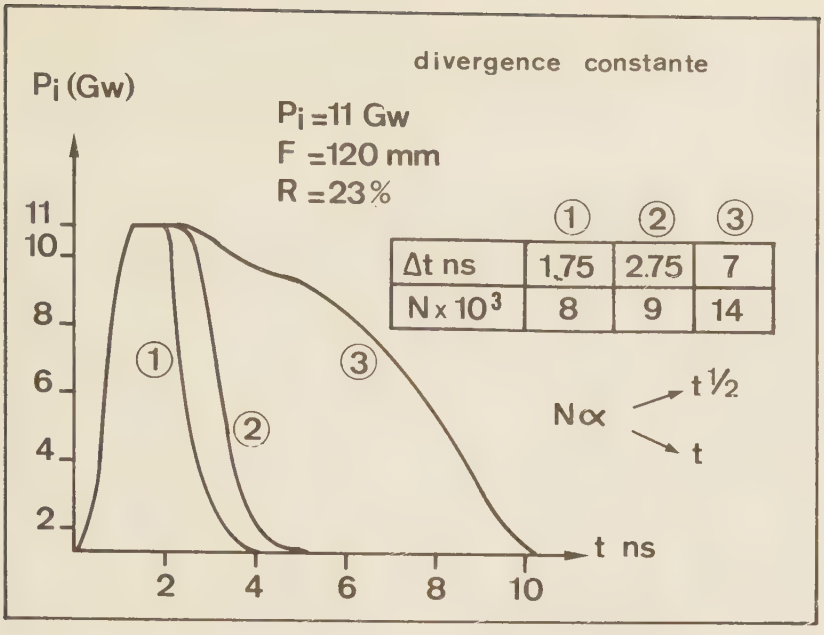
IV.2.7.4. Influence de la durée de l'impulsion laser.

En IV.2.7.2. nous avons étudié l'influence de l'énergie absorbée lorsque la durée d'impulsion reste constante et égale à 3,5 ns. La variation de l'énergie était donc réalisée en modifiant la puissance du laser.

Nous avons, d'autre part, interprété la loi $N \propto E_a^2$ en considérant qu'après l'établissement de la température maximum dans l'écoulement de matière, une détente latérale se développait. On sous-entendait par conséquent qu'une augmentation de la durée de l'impulsion laser ne serait pas aussi efficace qu'un accroissement de sa puissance. Autrement dit que dans le produit $E_a = P_a \times t$ les deux paramètres n'intervenaient pas de la même manière.

Afin de préciser cette remarque, nous avons effectué quelques expériences en maintenant la puissance du laser constante (P_i = 11 GW) mais en faisant varier la durée de l'impulsion Δt depuis 1,75 ns jusqu'à 7 ns. Cette modification est réalisée assez facilement en changeant la longueur du court-circuit qui se trouve placé à la sortie de la deuxième cellule de découpage du laser (figure 40). Il est par contre plus difficile de maintenir la divergence du faisceau constante ; pour ce faire nous interposions entre le dernier amplificateur et la chambre d'expérience, différentes lentilles convergentes, afin d'avoir le même diamètre de faisceau sur le hublot d'entrée.

Les résultats sont consignés sur la figure 60 sur laquelle nous représentons les 3 impulsions laser utilisées, ainsi que le flux total de neutrons obtenus dans chaque cas. Les résultats bruts, tels qu'indiqués sur la figure, conduisent à une loi $N \propto t^{1/2}$ ou encore, puisque le coefficient de réflexion R reste constant [24], à la variation $N \propto E_a^{1/2}$.



- Figure 60 -

Cependant on constate, sur l'impulsion de 7 ns, que la puissance maximum ne se maintient que pendant la moitié de cette durée. Il n'a pas été possible d'aller au-delà. On pourrait donc penser que le flux de neutrons est plus élevé que celui effectivement détecté. Mais, même en considérant cet effet limitatif, il n'est pas possible de trouver une variation de N qui soit supérieure à t^1, ou encore à E_a^1.

On peut donc conclure avec certitude que l'augmentation de la durée de l'impulsion est moins efficace qu'un accroissement de la puissance.

IV.2.7.5. Comparaison des résultats dela littérature.

Depuis l'expérience réalisée à l'Institut Lebedev de MOSCOU en 1968 [21] et celle réalisée en 1969 dans notre laboratoire (voir paragraphe IV.2.6.), un certain nombre de recherches du même type ont été entreprises dans plusieurs laboratoires étrangers. Les articles qui leur sont consacrés dans la littérature peuvent paraître contradictoires [12] [19] [26] [27] [28] [29] et une synthèse nous a semblé intéressante au vu des résultats expérimentaux que nous venons d'exposer (IV.2.7.1. à 4).

Examinons tout d'abord les conditions dans lesquelles ces expériences sont réalisées.

Celles-ci sont reportées sur la figure 61. On constate tout d'abord que le deutérium solide (D_2) et le poléthylène deutéré (CD_2) se partagent la faveur des physiciens.

Les paramètres laser, pour leur part, ne diffèrent pas de façon significative, exception faite du laboratoire de Rochester aux Etats-Unis (durée d'impulsion de 0,15 ns).

La différence majeure se rencontre au niveau des caractéristiques des lentilles de focalisation et des résultats concernant l'énergie réfléchie par le plasma. On constate que plus F est grand, plus R est faible, ainsi que l'annonçaient nos résultats de la figure 50. Dans ce contexte, les résultats du laboratoire d'Osaka apparaissent un peu surprenants.

Enfin, l'évolution expérimentale du flux neutronique a été étudiée (dans les limites de chaque expérience) dans trois laboratoires : LRL de Livermore aux

U.S.A., Osaka au Japon et dans le présent travail de recherche à Limeil. On constate un accord assez satisfaisant ; ce dernier est illustré encore plus clairement sur la figure 62 dans laquelle N est porté en ordonnée et E_a en abscisse.

RESULTATS EXPERIMENTAUX							
	LEBEDEV	SANDIA	LIVERMORE	OSAKA	GARCHING	LIMEIL	ROCHESTER
CIBLE	CD_2	CD_2	CD_2	D_2	D_2	D_2	D_2 granule
ENERGIE (J)	< 80	45	20 à 60	20	20	20 à 80	250
DUREE ns	3,5	3,5	4 à 6	2,3	10	3,5	150 ps
PUISSANCE (GW)	?	13	max 10	max 10	2	3 à 20	1,6 TW
LENTILLE F(mm)	100	600	1050	F_1= 50 F_2= 60	F_1= 50 F_2= 150	F_1 = 75 F_2 = 120	?
R (%)	?	3 – 10%	0,5 à 1%	16 % entre 2 et 10 GW	⩽ 30%	20 à 40 %	?
SEUIL DE DETECTION	14 J		20 à 25 J $N=10^3$	5 J N=300	5 J avec F_1 15 J avec F_2	20 J $N=10^3$	
N_{max}	10^4	0	10^4	2.10^4	3 à 6.10^2	3.10^4	4.10^4 pour 400 GW
$N(E_a)$			$N \sim E_a^5$ pour $E_a < 35$ J	$N \sim E_a^{4,5}$ pour $3 < E_a < 20$ J		$N \sim E_a^5$ E<20J $N \sim E_a^2$ 20 < E < 80 J	

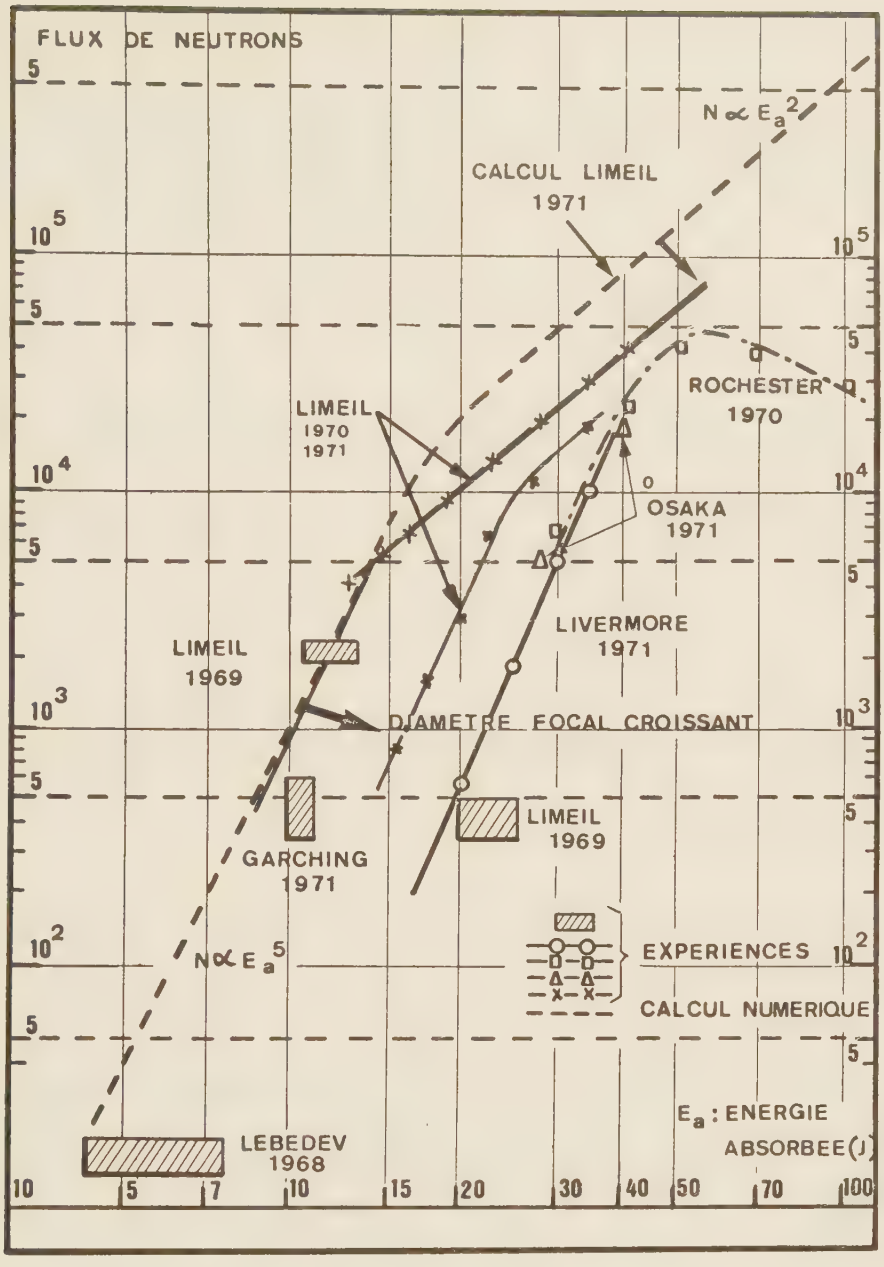
- Figure 61 -

Les zones hachurées correspondent à des expériences dans lesquelles l'indétermination sur E_a et N sont relativement importantes.

On constate que les résultats de l'Université de Rochester viennent se positionner correctement dans ce diagramme, malgré les grandes différences constatées dans les conditions expérimentales. Dans ce cas particulier (cible en forme de granule isolé dans le vide), l'auteur interprète la chute de N au-delà de E_a = 50 J par un manque d'absorption de l'énergie par la cible : celle-ci, en effet est vaporisée très rapidement et ses dimensions (200 µm) deviennent trop faibles à énergie supérieure à 50 J.

Sur la figure 62 on a pu constater que la loi $N \sim E_a^2$ n'a pu être mise en évidence que dans nos travaux. Par contre la loi en E_a^5 est bien retrouvée dans les autres laboratoires. Ce fait apparaît logique lorsqu'on tient compte des distances focales des lentilles utilisées (voir figure 50).

Enfin, nous avons reporté sur ce graphique les résultats de l'étude théorique qui va suivre et qui correspondent à une focale F = 75 mm (ouverture f/0,9). On constate un accord très satisfaisant avec l'expérience.



- Figure 62 -

IV.3. Interprétation théorique.

Elle est basée sur le modèle numérique développé au chapitre précédent (III.3.2.). Mais, comme nous l'avons noté à plusieurs reprises, quelques modifications ont dû être apportées pour tenir compte des phénomènes physiques (réflexion de l'énergie, découplage électron-ion, calcul du taux de réaction de fusion ...).

IV.3.1. Le modèle numérique.

C'est un calcul monodimensionnel sphérique dans lequel la matière constituera un fluide unique malgré le découplage entre électrons et ions. C'est dire que les vitesses v_e et v_i seront toujours identiques et par suite qu'aucun champ

électrique ne viendra perturber le système de forces qui régit l'écoulement.

IV.3.1.1. Découplage des températures.

On considérera que, dans l'écoulement, les électrons et les ions ont respectivement des températures T_e et T_i qui peuvent être différentes si le temps d'équipartition de l'énergie est plus grand que le temps de chauffage de la couche considérée (figure 39). On peut définir, dans ce cas, une température globale T par l'expression :

$$T = \frac{1}{2} \quad (T_e + T_i) \tag{61}$$

Mais, nous raisonnerons, le plus souvent, sur la température électronique T_e ou ionique T_i suivant leur importance respective sur les paramètres physiques étudiés.

Par contre, on continuera à assimiler les gaz d'électrons et d'ions à des gaz parfaits, ce qui nous permettra d'écrire :

$$\begin{cases} \varepsilon_e = \frac{1}{\delta-1} \quad \frac{p_e}{\rho} = a\, T_e^b \\ \\ \varepsilon_i = \frac{1}{\delta-1} \quad \frac{p_i}{\rho} = a\, T_i^b \end{cases} \tag{62}$$

d'où l'énergie interne massique et la pression du mélange :

$$\begin{cases} \varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_i \\ \\ p = p_e + p_i \end{cases} \tag{63}$$

Ainsi les 3 équations fondamentales de l'hydrodynamique (44)(45) et (46) sont-elles conservées quant à leur formulation. Par contre, le découplage des températures introduit une inconnue supplémentaire : le système de trois équations fondamentales devra donc être complété par une quatrième équation exprimant l'échange d'énergie. Celle-ci est de la forme :

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} \tag{64}$$

dans laquelle le temps d'équipartition τ_{ei} est donné par SPITZER [30].

Mais dans la pratique, il sera préférable, comme le préconise R. KIDDER [31], de considérer les électrons et les ions comme deux sous-ensembles ayant chacun leur propre température et par suite leur propre équation de conservation de l'énergie. On écrira donc :

$$\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} = \frac{p_e + q}{\rho^2} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + Q_e \tag{65}$$

et

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} = \frac{p_i + q}{\rho^2} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + Q_i \tag{66}$$

Le flux de chaleur Q entrant ou sortant de chaque maille peut être induit par les processus suivants :

- Echange de chaleur entre chaque population.
  Ce terme est donné par l'équation (64). Il existe pour les électrons et pour les ions. Mais comme nous aurons toujours $T_e > T_i$, le transfert de chaleur se fera des électrons vers les ions.

- Pertes de chaleur par rayonnement de freinage.
  Le terme de perte a été explicité au chapitre III. Il est donné par la relation (12). Ce processus n'intéresse que les électrons car l'inertie des ions est trop grande.

- Diffusion de la chaleur d'un point à l'autre de l'espace par chacune des deux populations.
  Le mécanisme est basé sur la conduction thermique due aux gradients de température $\frac{\partial T_e}{\partial r}$ ou $\frac{\partial T_i}{\partial r}$.

Pour les électrons, ce terme a déjà été explicité au chapitre précédent (III.3.2. relations (52) et (57)).

Comme dans la référence [31], nous avons inclus un terme analogue pour les ions, mais son influence est mineure compte tenu que la conductibilité ionique est 60 fois plus faible que celle des électrons $\left[\text{rapport } \left(\frac{M}{m_e}\right)^{1/2}\right]$.

- Enfin, le seul terme de source externe de chaleur sera constitué par l'énergie laser absorbée par les électrons. Il interviendra donc dans Q_e et sera nul dans Q_i. Nous allons l'expliciter.

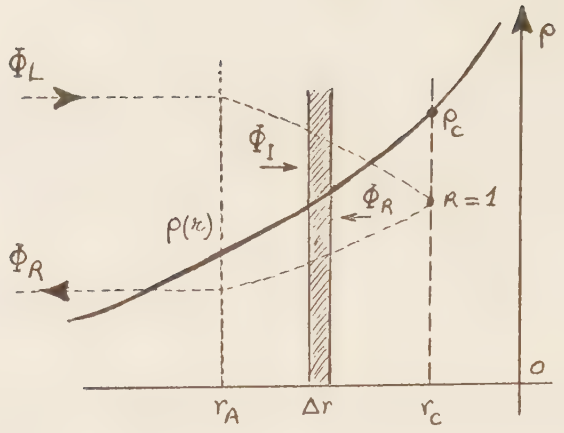
IV.3.1.2. Absorption et réflexion du flux laser.

L'absorption sera toujours gouvernée par le mécanisme de bremsstrahlung inverse. Mais nous allons maintenant considérer que l'onde électromagnétique arrivant sur la couche critique (pour laquelle la densité est égale à n_{ec}) est totalement réfléchie. Nous considérerons donc la théorie classique de la réflexion et nous négligerons l'influence du gradient de densité qui est faible lorsque la conduction électronique est importante. Cette hypothèse est sans doute criticable parce que trop simpliste ; la comparaison du calcul avec l'expérience nous montrera a posteriori qu'elle est suffisante pour interpréter correctement le phénomène de réflexion.

Par suite, si nous représentons le profil de densité $\rho(r)$ et le flux laser incident ϕ_L, la zone d'absorption se situe entre les abscisses r_A (début de l'absorption) et r_c (densité critique pour laquelle R = 1). A l'intérieur de cette région, le flux est absorbé suivant la relation (50) aussi bien dans le sens direct (ϕ_I) que réfléchi (ϕ_R). Une couche de matière Δr aura donc reçu le flux ($\phi_I + \phi_R$). Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\phi_I \quad (r_A) = \phi_L$$

$$\phi_I \quad (r_c) = \phi_R \ (r_c)$$



Par sommation de r_A à r_c puis de r_c à r_A on obtient le flux total réfléchi dans l'axe $\emptyset_R$ et donc le coefficient de réflexion $R = \emptyset_R/\emptyset_L$.

IV.3.1.3. Calcul du taux de réactions de fusion.

On considérera que les réactions de fusion sont d'origine thermonucléaire.

Pour les réactions DD, le flux total de neutrons est donné par l'expression (67) dans laquelle la section efficace moyennée $\langle \sigma v \rangle$ a été tabulée [16] :

$$N = \int_v \int_t \frac{1}{2} n_i^2 \langle \sigma v \rangle dt \; dV \qquad (67)$$

Par suite, à chaque pas en temps Δt, on connaît la densité n_i, le volume dV et la température ionique T_i de chaque couche de matière. On calcule donc aisément $\frac{dN}{dt}$ et par suite N.

On notera que les produits de réaction de fusion (neutrons et particules α) ne sont pas intégrés dans l'équation de conservation de l'énergie. Ces particules ont un libre parcours moyen très grand devant les dimensions du plasma. Il faudrait atteindre des densités 1 000 et 10 000 fois supérieures à celle du solide, pour qu'une fraction notable (de 20 à 50%) de leur énergie soit déposée dans le système.

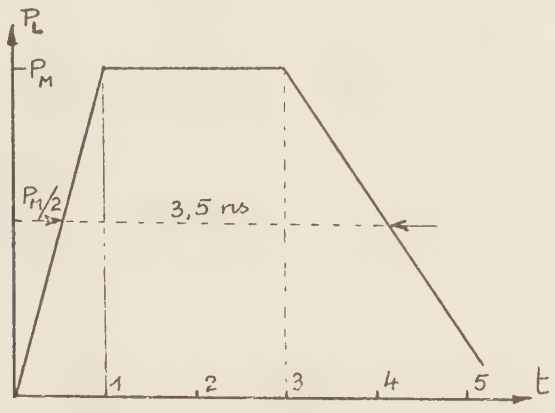
IV.3.1.4. Conditions initiales et démarrage du calcul.

Elles sont identiques à celles utilisées au chapitre III. Cependant la focalisation du faisceau laser se situe maintenant sur la surface de la cible et non plus à l'intérieur. On a traité trois valeurs de tâche focale respectivement égales à 100, 150 et 250 microns, afin de tenir compte de la détente latérale du plasma chauffé. Enfin, les 0,2 premières nanosecondes de calcul sont traitées sans phénomène de réflexion. Dans le cas contraire le calcul démarre trop lentement : la densité électronique est trop élevée, dépasse 10^{21} cm^{-3} et la réflexion est très importante. Cet effet est probablement imputable au manque de processus de recombinaison dans le calcul qui conduisait à une diminution de n_e donc un accroissement de l'absorption laser. Dans l'expérience, l'apparition du plasma est très franche et la variation du taux de réflexion progressive.

Les pas dans l'espace et dans le temps sont identiques à ceux du paragraphe III.

IV.3.2. L'écoulement.

La forme de l'impulsion laser retenue pour le calcul sera encore une fois assez proche de celle utilisée au laboratoire. On l'a représentée sur le schéma ci-dessous.



Son front de montée est de 1 ns, sa largeur à mi-hauteur de 3,5 ns. La valeur maximum P_M pourra varier entre 3 et 100 GW. La valeur à l'instant t = o est donnée par le seuil d'apparition du plasma ($1,2\ 10^{10}$ W/cm^2) et la valeur de la surface focale : $P_o = \emptyset_o \times S_o$.

On a représenté, figure 63 (a), les profils de la densité (ρ) et des températures électroniques et ioniques (T_e et T_i) en fonction de l'espace R pour une puissance laser de 10 GW. La position R = o représente la surface initiale de la cible.

Ce diagramme est tracé à l'instant t = 3 ns, c'est-à-dire à un instant où l'écoulement est bien établi et la puissance laser constante depuis 2 ns.

Le faisceau laser arrive de la gauche de la figure et se voit partiellement absorbé au voisinage de la densité de coupure ρ_c et partiellement réfléchi pour cette valeur. Il a donc traversé toute la région du plasma chauffé en cours d'expansion et pour lequel $\rho < \rho_c$. Dans cette région la température électronique T_e reste sensiblement constante et égale à 10^7 °K pour la valeur de puissance laser choisie. Par contre, les ions se refroidissent beaucoup plus que les électrons durant la détente dans le vide.

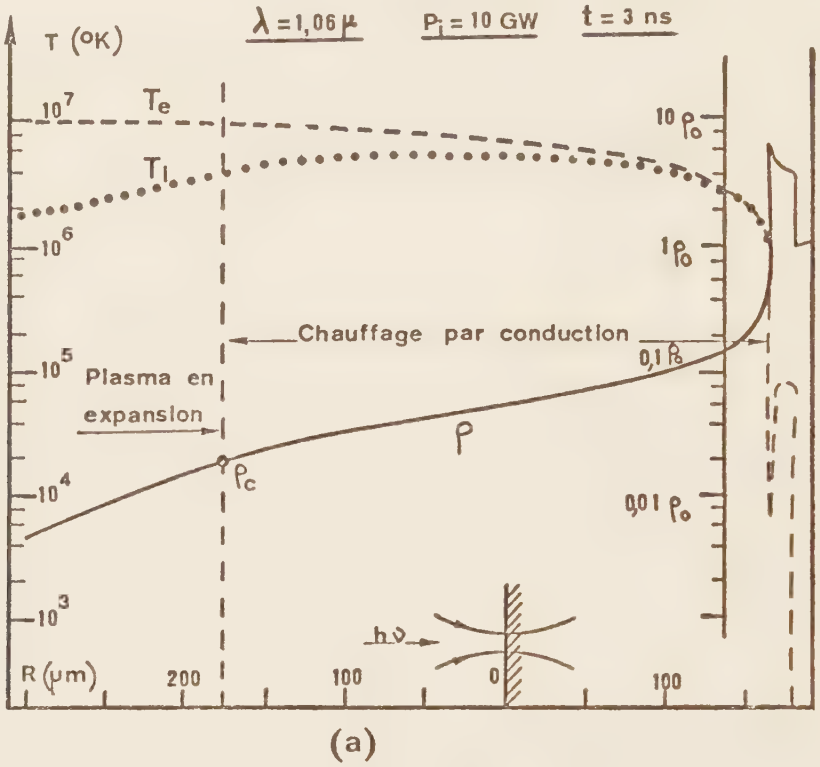
En amont de la densité critique, on peut observer sur la figure le domaine où le chauffage se fait par conduction électronique. Il s'étend sur près de 300 µm et se termine au voisinage de la densité du solide ($T_e = T_i \simeq 10^6$ °K). On constate, dans cette zone, que :

- la température électronique est constamment décroissante depuis la surface vers l'intérieur ;
- la température ionique, au contraire, passe par un maximum pour une densité voisine de 2 à 3 fois la densité critique. On obtient un rapport $T_{i\ max}/T_{e\ max}$ de l'ordre de 0,6 et nous verrons plus loin comment ce rapport varie avec la puissance laser.

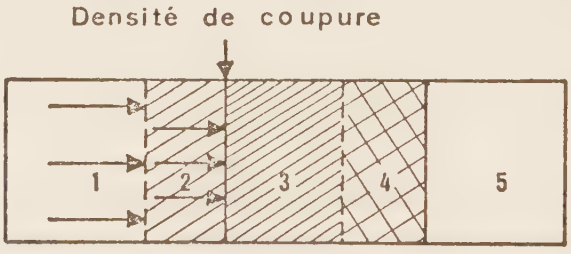
Enfin, on peut également constater, sur la figure 63 (a) la présence de l'onde de choc qui précède la zone de chauffage et se propage vers l'intérieur du solide. On retrouve donc les principales caractéristiques du schéma de chauffage de

la figure 39 à l'exception de la zone de conduction qui a été accrue et qui permet d'augmenter la température des ions. Le schéma complet est rappelé sur la figure 63 (b).

Sur la figure 64 nous avons essayé de comparer l'évolution dans le temps des fronts de choc et de densité critique calculés avec les fronts lumineux observés dans l'expérience. Cette comparaison est faite pour une puissance incidente de 5 GW.



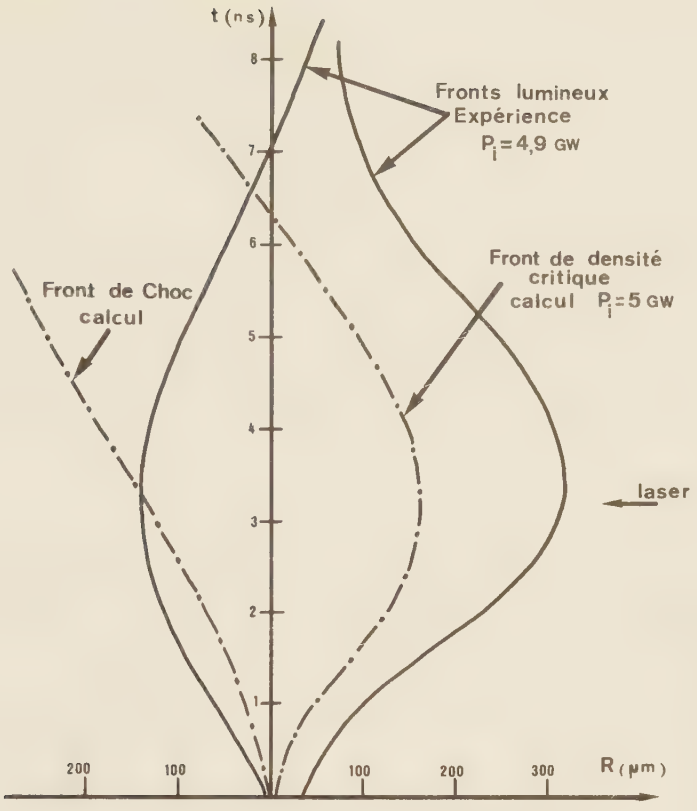
(a)



1 Plasma Transparent en Expansion
2 Zone d'Absorption des Photons
3 Zone de Conduction
4 Onde de Choc
5 Solide au Repos

SCHEMA DE PRINCIPE DU CHAUFFAGE

- Figure 63 -



- Figure 64 -

- Fronts de choc.

A l'erreur de recalage en temps près, on constate que le front calculé suit correctement le front lumineux observé tant que t < 3 ns. Au-delà, le front de choc théorique continue à progresser vers l'intérieur du solide, tandis que dans l'expérience ce front revient vers la surface. Comme la température est encore suffisante pour rendre le choc lumineux, cet effet expérimental pourrait être attribué à une propagation latérale de l'onde de choc qui atténuerait fortement sa vitesse axiale. Dans le calcul, au contraire, le mouvement monodimensionnel se poursuit au-delà de 3 ns.

- Fronts de densité inférieure à ρ_c.

Si l'on regarde ce qui se passe du côté expansion du plasma dans le vide, on constate une similitude dans l'évolution du front à densité critique (calcul) et de la frontière lumineuse du plasma (expérience). Bien que cette comparaison ne puisse être que qualitative, car les deux fronts n'ont pas la même signification, elle montre que l'échelle expérimentale des phénomènes se trouve sensiblement restituée dans le calcul.

IV.3.3. Réflexion de la puissance laser.

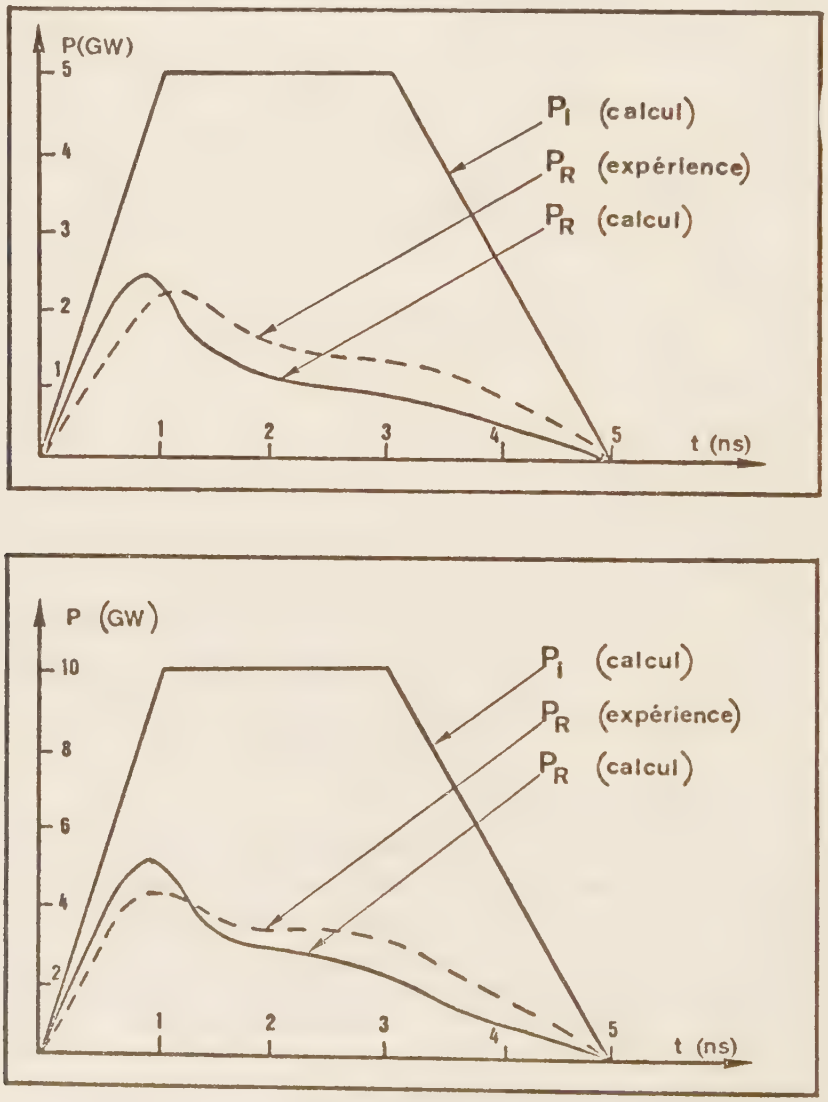
Dans tous les résultats qui vont suivre nous avons considéré une focalisation en surface constante, car le programme numérique demande 15 à 20 H de calcul pour un seul cas (ordinateurs 10 070 ou IRIS 80). Cette focalisation correspond aux

conditions expérimentales pour lesquelles le taux de réflexion et le flux de neutrons sont maximums.

Sur la figure 65 on a reporté les impulsions incidentes et réfléchies données par le calcul pour P_i = 5 puis 10 GW. En traits pointillés on rappelle la puissance laser réfléchie par le plasma dans l'expérience. Les deux cas traités correspondent à un diamètre focal de 100 microns.

Comme le montre la figure, il existe une bonne corrélation entre l'expérience et le calcul. On retrouve, en particulier, sur les résultats théoriques les deux phases de l'interaction mises en évidence au laboratoire (IV.2.3.2. et IV.2.4. 2.).

La différence constatée sur les fronts de montée de la puissance réfléchie peut s'interpréter, comme on l'a noté plus haut, par l'existence dans le plasma d'un phénomène de recombinaison durant le début de la phase de chauffage. On ne tient pas compte de cet effet dans le calcul.



- Figure 65 -

L'écart de 10 à 20% entre la théorie et l'expérience peut provenir en partie des légères différences existant entre les impulsions incidentes. Mais comme on le verra plus loin, cet écart est très sensible à la valeur de la tâche focale qu'on prend en compte dans le calcul.

On peut constater, a posteriori, que le traitement très simplifié de la réflexion conduit à des résultats numériques qui sont en accord assez satisfaisant avec l'expérience.

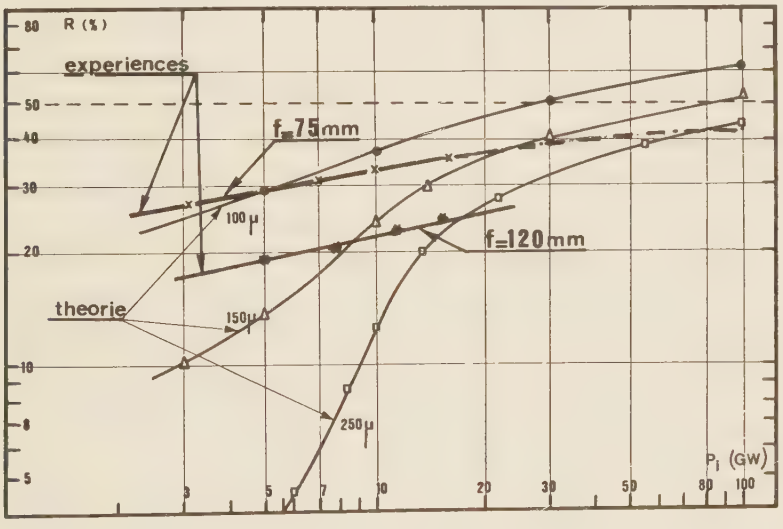
IV.3.4. Evolution des paramètres en fonction de la puissance.

Partant d'un schéma numérique crédible, il était tentant d'étudier l'évolution des paramètres principaux du plasma avec la puissance incidente P_i.

L'impulsion laser a toujours 3,5 ns de durée (à mi-hauteur) et son front de montée reste fixé à 1 ns.

IV.3.4.1. Variation du taux de réflexion.

Sur la figure 66 on a représenté en coordonnées logarithmiques la variation du coefficient de réflexion R (en pourcent) lorsque P_i passe de 3 à 100 GW. Rappelons que les données expérimentales concernent la plage 3-20 GW.



- Figure 66 -

Les résultats numériques ont été obtenus avec trois valeurs de diamètre focal : 100, 150 et 250 microns. On constate qu'entre 3 et 15 GW, ce paramètre influence très fortement les valeurs de R. Cette région correspond à des températures électroniques comprises entre 5 et 10 millions de degrés et une variation du flux neutronique suivant la loi E_a^5. Il est facile de voir que l'utilisation de distances focales croissantes (donc de diamètres focaux croissants) peut réduire considérablement les taux de réflexion expérimentaux. On peut interpréter les résultats du Laboratoire LIVERMORE [10] par ce phénomène (R de l'ordre de 1% pour P_i = 10 GW et F = 1050 cm). De même pour les résultats des chercheurs de la SANDIA [32].

Par contre, au-dessus de 15 à 20 GW, l'allure des variations est identique pour les trois cas traités. On notera les valeurs élevées (50 à 60%) obtenues dans cette région. Utiliser de telles puissances laser au laboratoire nous obligera donc à augmenter la distance focale des objectifs de focalisation, afin de minimiser les

valeurs de R. Une deuxième méthode consisterait à conserver le diamètre constant, mais s'éloigner de la focalisation optimum par rapport à la surface de la cible (voir figure 50). Enfin, comme nous le verrons dans la conclusion, l'utilisation de lasers à longueur d'onde plus courte serait une méthode plus élégante d'utiliser l'énergie pour le chauffage des ions.

Sur la figure 66 on a également fait figurer les valeurs expérimentales de R en fonction de P_i et ceci pour les 2 focales utilisées (F_1 = 75 et F_2 = 120 mm). On aperçoit beaucoup mieux sur cette représentation les différences entre les résultats numériques et l'expérience. En particulier la loi $R = 0{,}18\ E_i^{1/6}$ (voir IV.2.4.4.) n'est pas restituée par le calcul. Essayons d'interpréter cette différence en prenant en compte une détente latérale du plasma.

Le problème se pose dans les termes suivants :

a) dans l'expérience, l'expansion de la matière chauffée se fait suivant deux dimensions (le plasma a pour axe de symétrie le faisceau laser) ;

b) dans le calcul, on suppose un écoulement monodimensionnel ayant comme base le diamètre d sur lequel le faisceau laser est focalisé.

Comment restituer un effet bidimensionnel sans l'introduire dans les équations du programme (le temps de calcul serait multiplié par un facteur 10) ?

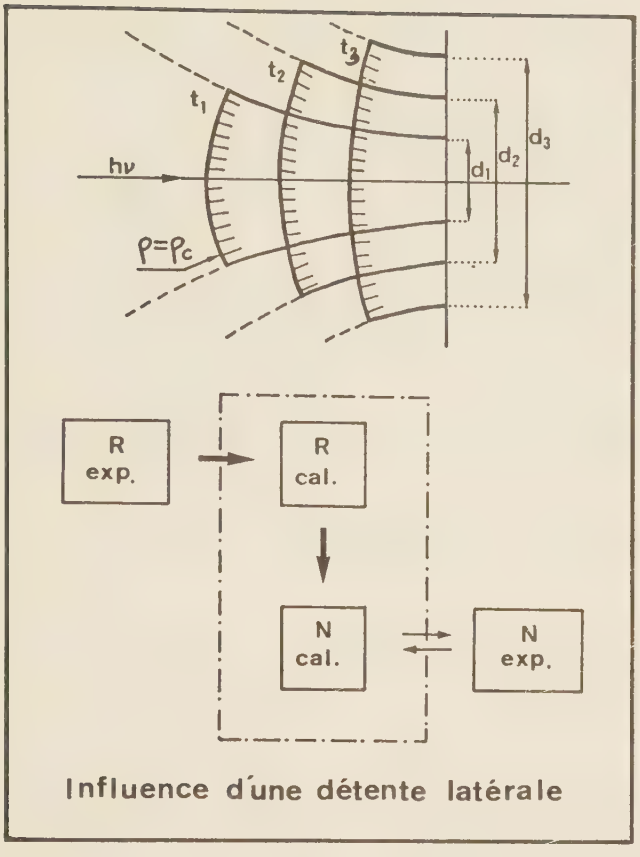
Sur la figure 67 nous avons schématisé l'expansion latérale du plasma au niveau de la surface de la cible. La frontière de celui-ci sera représentée par la densité critique ($\rho = \rho_c$) étant donné qu'en-deça la matière chauffée est transparente au rayonnement.

A l'instant initial, avant la formation du plasma, la surface irradiée par le faisceau a un diamètre d_o (30 µm pour F = 75 mm). Au bout d'une nanoseconde, (instant t_1 sur la figure 67) d_o est devenu d_1. Cette première expansion peut se faire par conduction électronique pure [4] et [23]. Pendant les deux nanosecondes suivantes le diamètre d_1 continu à croître jusqu'à une valeur d_2 ou d_3 suivant l'importance du processus : ce dernier peut être soit une détente adiabatique dans le vide, soit la conséquence d'un écoulement à deux dimensions dans le solide. Dans les deux cas la vitesse d'évolution est reliée à la vitesse du son C_S dans le milieu qui est proportionnelle à $T_e^{1/2}$, donc à la puissance incidente P_i.

A la fin du processus, on considérera que, dans l'expérience, le mouvement bidimensionnel peut être assimilé à un mouvement monodimensionnel induit à partir d'un diamètre irradié "d" inconnu. C'est l'hypothèse que nous allons faire pour concilier la théorie avec l'expérience.

La question est donc de savoir comment déterminer la valeur "d" pour que le traitement numérique à une dimension rende compte de l'expérience. Pour cela, nous allons nous servir des valeurs expérimentales du taux de réflexion R.

Reprenons la figure 66 et supposons que la lentille de focalisation ait une distance focale de 75 mm. Pour P_i = 3 GW théorie et expérience seront en accord pour une valeur du diamètre focal $d \simeq 80$ µm.



- Figure 67 -

Pour P_i = 5 GW d $\simeq$ 100 µm, tandis que pour P_i = 10 GW, d sera voisin de 120 µm et pour $P_i \simeq$ 100 GW, d devrait être supérieur à 250 µm. On peut faire le même raisonnement pour la focale de 120 mm. On peut déduire des calculs effectués la relation empirique suivante :

$$d_{(cm)} = 3.10^{-6} \underset{(watt)}{P_i^{2/5}} (1 - R)^{12/5} \qquad (94)$$

Par suite, connaissant la valeur de la puissance incidente P_i et le taux de réflexion expérimental R, on peut connaître la valeur du diamètre à considérer dans le calcul pour obtenir $R_{exp} = R_{théorique}$.

En accord avec notre hypothèse, nous conclurons alors que le calcul monodimensionnel tient compte de la détente latérale du plasma dans l'expérience.

Il s'agit maintenant de vérifier cette hypothèse sur les autres données de l'expérience. Nous avons vu que les difficultés de mesure de la température électronique nous interdisent la détermination de la loi T_e (P_i). Nous nous reporterons donc à la seule donnée accessible de l'expérience, c'est-à-dire le flux de neutrons et sa variation avec l'énergie absorbée. En conclusion, pour juger de la validité de notre hypothèse, nous comparerons les flux de neutrons théoriques et expérimentaux après avoir égalé les valeurs correspondantes des taux de réflexion. Cette suite d'opérations a été schématisée au bas de la figure 67. Nous noterons que, dans l'expérience, les mesures de R et N sont complètement indépendantes.

IV.3.4.2. Variation de la température.

Avant de passer à la variation du flux neutronique avec l'énergie absorbée, arrêtons-nous un instant sur l'évolution des températures électronique et ionique.

Au chapitre III nous avons exprimé T_e en fonction du flux laser, car la zone à densité de coupure suivait assez fidèlement l'onde de choc et le diagnostic de cinématographie nous permettait de déterminer sa variation (figures 16, 27 et 35). De plus la conduction électronique ne jouait pas de rôle prépondérant.

Par contre, dans ce chapitre, nous avons vu que la densité critique varie beaucoup pendant la phase de chauffage et que le flux de conduction étale l'énergie absorbée sur un diamètre "d" plus grand que le diamètre sur lequel sont focalisés les photons. Il n'est donc plus possible, dans l'expérience, de relier T_e ou T_i au flux laser ϕ.

Pour mémoire, nous noterons que le calcul numérique nous donne les lois de variations suivantes :

$$\begin{cases} T_e = 8{,}85\ d^{-1/3}\ \phi_i^{2/5} \\ \\ T_e = 0{,}23\ d^{-1/2}\ \phi_a^{1/2} \end{cases} \qquad (95)$$

où ϕ_i et ϕ_a sont les flux incident et absorbé en W/cm^2, d est en centimètres et T_e en degrés.

Pour une variation de P_i entre 3 et 100 GW, le flux incident ϕ_i varie entre 10^{13} et 2.10^{14} W/cm^2.

Nous sommes donc conduits à exprimer T_e et T_i en fonction de la puissance laser et non plus du flux. C'est en effet la seule donnée accessible dans les expériences. Sur la figure 68 (a) nous avons représenté, en échelle logarithmique, T_e en fonction de P_i pour les trois diamètres considérés.

Lorqu'on ne tient pas compte d'une détente latérale du plasma on trouve une relation de la forme :

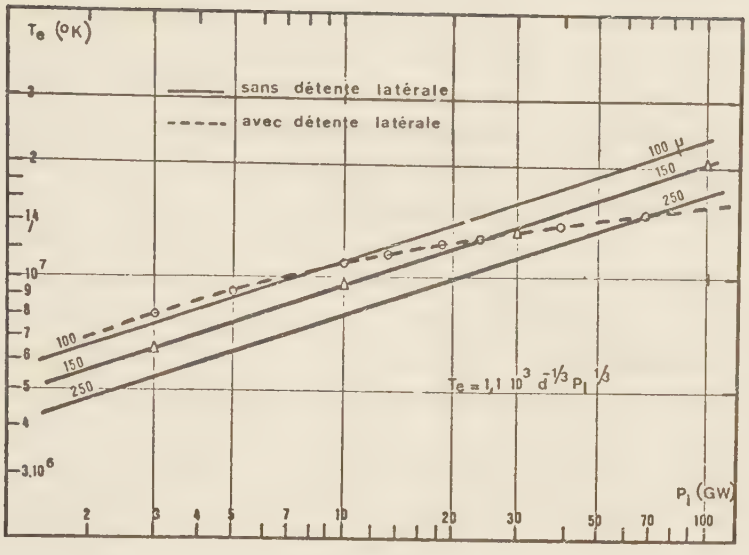
$$T_e = 1{,}1.10^3\ d^{-1/3}\ P_i^{1/3} \qquad (95\ bis)$$

avec T_e en degrés, d en cm et P_i en watts.

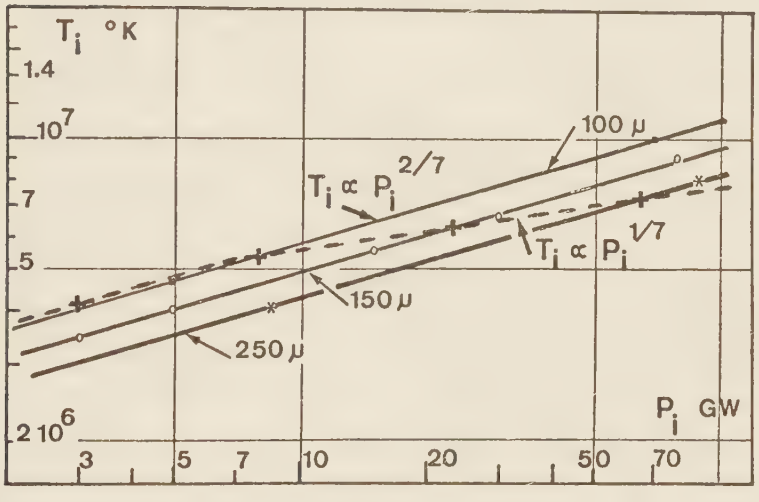
Le calcul permet de déterminer une relation analogue en fonction de la puissance absorbée P_a :

$$T_e = 1{,}38\ 10^2\ d^{-1/2}\ P_a^{2/5} \qquad (96)$$

Lorsqu'on tient compte d'une détente latérale, comme il a été expliqué en (IV.3.4.1.), on aboutit pour T_e à la variation représentée en traits pointillés sur la figure 68 (a). Il est très important de remarquer que pour $P_i \leqslant 7$ ou 8 GW, la loi de T_e n'est pas affectée par la détente latérale. Dans l'expérience, cette zone correspond à une variation du flux de neutrons en E_a^5. Par contre pour $P_i > 10$ GW on trouve une variation de T_e comme $P_i^{1/6}$, donc plus lente que dans le schéma monodimensionnel. Cette région correspond à une variation de N comme E_a^2 que nous avons précisément attribuée à un écoulement bidimensionnel.



(a)



(b)

- Figure 68 -

Sur la figure 68 (b) on a représenté, de la même manière, la variation de la température ionique maximum (obtenue à l'intérieur de la zone de conduction). Dans le schéma monodimensionnel sphérique, T_i varie comme $P_i^{2/7}$, alors que la détente latérale ramène cette variation à $P_i^{1/7}$, au-dessus de 10 GW.

Le rapport T_i/T_e reste pratiquement constant ($\sim P_i^{1/21}$) dans la plage de puissance explorée. Il est égal à 0,55 dans les trois cas traités.

IV.3.4.3. Variation du flux de neutrons.

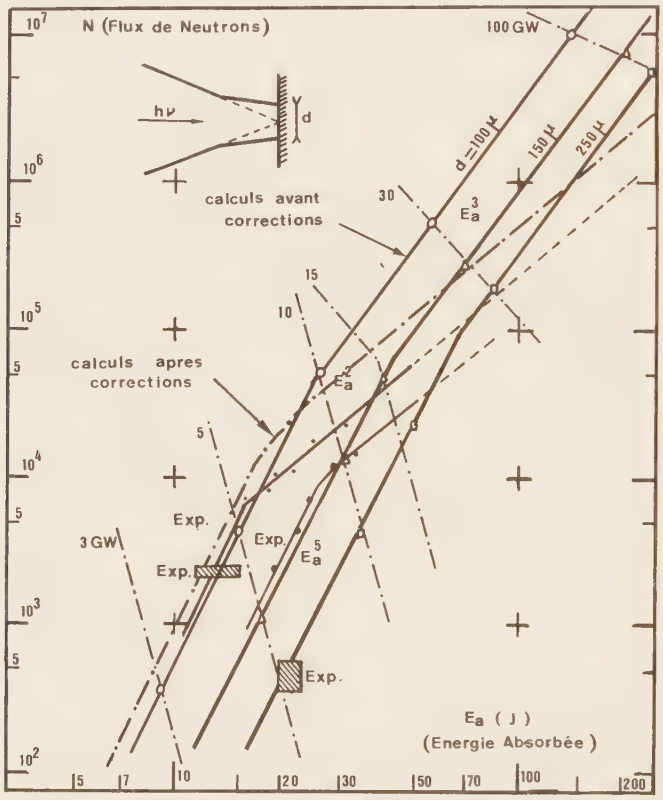
La figure 69 montre le résultat des calculs numériques concernant la variation de N avec l'énergie absorbée E_a.

En traits pleins, on a représenté les résultats bruts qui ne tiennent donc pas compte de la détente latérale. On constate que la première phase ($N \propto E_a^5$) est

bien restituée par les calculs et rendent compte des expériences à mieux qu'un facteur 2 près. On voit que la valeur d $\simeq$ 100 µ est la mieux adaptée à l'expérience lorsqu'on focalise en surface, alors que les résultats de la figure 55 (cas de la focalisation à 300 µ à l'intérieur) sont très bien restitués par le calcul dans le cas d = 250 µ.

Si maintenant nous considérons des puissances laser supérieures à 7 GW (E_a > 15 J), les calculs numériques nous donnent une loi de variation en E_a^3 au lieu des lois expérimentales en E_a^2. Bien que les valeurs absolues des flux ne soient pas très éloignées, les lois de variation trouvées montrent bien un désaccord croissant entre théorie et expérience. Si nous effectuons alors la transformation exposée en (IV.3.4.1.) pour tenir compte de la détente latérale, nous déterminons la loi de variation corrigée, représentée en traits pointillés sur la figure 69.

Comme on peut alors le constater, on retrouve la loi expérimentale en E_a^2 avec une bonne approximation, tandis que la première phase du phénomène n'est pas changée ($N \propto E_a^5$). En revenant à la figure 62 on peut directement comparer les résultats numériques aux différentes expériences réalisées, tant dans nos laboratoires qu'à l'étranger.



- Figure 69 -

Remarque : L'opération qui consiste à tenir compte d'une détente latérale du plasma dans les calculs a un caractère très global et repose en particulier sur la valeur du coefficient de réflexion moyenné sur toute la donnée du phénomène. De plus, elle nécessite la détermination expérimentale de ce coefficient.

On peut facilement imaginer que si on augmente la durée de l'impulsion laser la méthode utilisée deviendra de plus en plus caduque, car la moyenne de R ne représentera plus, même grossièrement, les phénomènes élémentaires responsables de

l'évolution du plasma. Par contre, on devrait pouvoir l'appliquer en considérant les valeurs instantanées de R. Le manque de données expérimentales dans ce domaine ne nous a pas permis de vérifier ce point.

IV.3.5. Bilans d'énergie.

Afin de préciser l'importance des différents phénomènes que nous venons d'étudier en détail, il est d'un grand intérêt d'analyser comment l'énergie laser a été distribuée aux différentes parties du plasma et surtout sous quelle forme elle a été utilisée.

Soit :

- E_L l'énergie laser fournie ;
- M_T la masse totale du plasma ;
- E_R l'énergie perdue par rayonnement.

On désignera par E_i et E_T les énergies interne et totale (énergie interne + énergie cinétique) de chacune des zones. Les masses correspondantes seront désignées par m.

Les bilans d'énergie ont été étudiés pour les puissances laser de 5,10 et 30 GW. A puissance donnée, on a analysé comment variaient ces bilans en fonction du temps.

On peut synthétiser les résultats en se posant les questions suivantes :

1. Comment est distribuée l'énergie laser ?

Sans aucune ambiguité on peut dire que :

- 10% se retrouvent dans l'onde choc ;
- 5% sont perdus par rayonnement ;
- 85% sont utilisés pour le chauffage et l'expansion de la matière. La zone de conduction en consomme 45% tandis que les 40% restants alimentent la zone de détente.

Ces proportions varient très peu pendant tout le temps d'interaction en fonction de la puissance laser :

- E_T (choc) reste constante ;
- E_R croît de 3 à 7% ;
- E_T (conduction) croît de 42 à 48% ;
- E_T (détente) décroît de 45 à 38%.

2. Sur quelle masse est répartie l'énergie ?

On trouve :

$$\frac{m\ (\text{choc})}{M_T} \simeq 75\%$$

$$\frac{m\ (\text{conduction})}{M_T} \simeq 18\%$$

$$\frac{m\ (\text{détente})}{M_T} \simeq 7\%$$

En fait, au cours du temps, la masse balayée par le choc augmente de 70 à 80% et celle intéressée par la détente de 5 à 10%. Par contre, la masse chauffée par conduction décroît de 25 à 20%, conséquence de la diminution de température. Les valeurs moyennes indiquées correspondent à t = 3 ns.

3. Comment l'énergie est-elle utilisée ?

Nous entendrons par là quelle est la fraction utilisée pour le chauffage de la matière et de plus, avec quel rendement se transfère-t-elle au chauffage des ions.

- Dans la zone de conduction : $\frac{E_i \text{ (total)}}{E_L} \sim 35 \text{ à } 40\%$

et $\eta = \frac{E_i \text{ (ion)}}{E_i \text{ (électron)}} \sim \frac{3}{4}$

- Dans la zone de détente : $\frac{E_i \text{ (total)}}{E_L} \sim 10 \text{ à } 15\%$

tandis que :

η ne dépasse pas 0,4 dans la zone d'absorption des photons pour diminuer jusqu'à $\eta \sim 0{,}15$ dans la zone peu dense en expansion rapide.

Ces valeurs restent sensiblement constantes avec la puissance laser et la durée du phénomène.

4. Quel est le rendement entre l'énergie laser et l'énergie entraînée par le mécanisme de conduction ?

Il est assez remarquable de constater que ce rendement est constant pendant tout le phénomène d'interaction.

On a :

$$\phi_C/\phi_L \simeq 45\%$$

(50% pour 5 GW et 40% pour 30 GW)
tandis que le rapport de la puissance de conduction P_C à l'endroit de la coupure à la puissance laser entrante dans le système P_L est égal à :

$$P_C/P_L \simeq 35\%$$

Ce rapport varie, en fait, de 40% pour 5 GW à 30% pour 30 GW à cause de l'augmentation de la puissance réfléchie lorsque la puissance P_L croît.

Ce bilan d'énergie montre donc toute l'importance du mécanisme de conduction électronique sur le transfert thermique global et surtout sur le chauffage des ions qui entraîne la création des réactions nucléaires de fusion. On constate que 35 à 40% de l'énergie lumineuse est transformée en énergie électronique absorbée dans une région plus dense que celle chauffée directement par le laser. L'énergie moyenne de ces électrons ne dépasse pas quelques keV, ce qui permet une absorption de ces derniers sur quelques centaines de microns seulement. De plus, la surface irradiée reste de l'ordre de grandeur de la tâche focale de la lentille de concentration des photons.

On pourrait donc, comme l'auteur de [33], se demander s'il ne serait pas préférable d'utiliser directement un canon à électrons pour atteindre de telles températures. Trois limitations majeures viennent contrecarrer cette conclusion :

- les puissances nécessaires de quelques gigawatts ;
- une énergie des particules comprise entre 1 et 10 keV ;
- une densité de puissance de 10^{12} W/cm^2.

Les canons à électrons qui donneraient l'énergie requise ne permettent pas d'atteindre les puissances nécessaires, tandis que des accélérateurs d'électrons qui permettraient d'augmenter cette puissance délivrent des énergies particulaires supérieures à 100 keV. Dans ce dernier cas, le pouvoir d'arrêt de la matière dépasse quelques millimètres et l'énergie du faisceau se trouve répartie sur une masse beaucoup trop forte. La température de l'ensemble reste donc limitée à quelques 10^5 °K.

Enfin pour revenir au chauffage par laser, le bilan de masse effectuée montre que la majeure partie de la masse intéressée se retrouve dans l'onde de choc (70 à 80%). Ceci favorise le chauffage lui-même mais rend son entretien de plus en plus difficile au cours du temps car pendant que l'inertie du choc augmente, le débit de masse évaporée reste constant ou diminue (il est fonction de la température). Pour entretenir le chauffage correctement il faudrait que la masse totale du plasma n'augmente pas plus rapidement que la puissance délivrée. Ce problème pourrait se comparer à l'ascension d'une fusée dont le poids augmenterait avec l'altitude.

IV.3.6. Conclusion de l'étude théorique.

On a constaté, au cours de cette étude, que la plupart des données expérimentales étaient restituées par le schéma numérique proposé. Nous avons, cependant, été amenés à l'interpréter de manière quelque peu subjective pour tenir compte d'un effet bidimensionnel qui semble se manifester très tôt dans l'expérience. Il est certain que la crédibilité qu'on peut alors lui accorder s'en trouve diminuée d'autant. L'objectivité de l'interprétation théorique nécessiterait un calcul à deux dimensions qui représente une difficulté et des moyens très largement supérieurs à ceux que nous lui avons consacrés. Mais, même dans ce cas, des critiques sévères pourraient être apportées dans le mode de traitement du transfert du rayonnement laser à la matière.

Le schéma proposé a l'avantage d'être simple et peut donc se comparer assez facilement à l'expérience. Mais il n'explique pas la présence, au laboratoire, de rayons X plus durs et d'ions plus rapides que ceux correspondant à une distribution maxwellienne des vitesses électroniques. L'origine de ces phénomènes est encore mal connue et les données expérimentales trop peu nombreuses.

Enfin, en ce qui concerne les réactions nucléaires de fusion, elles sont, dans le calcul, d'origine thermonucléaire. Le seul fait que les flux de neutrons calculés, ainsi que leur variation en fonction de l'énergie laser, soient en accord avec les expériences ne démontre pas l'origine de ces réactions dans l'expérience. Nous avons montré, par le calcul, que la condition était suffisante. Elle n'est pas forcément nécessaire. Pour arriver à ce résultat il faudra mesurer la température des ions, ce qui pose actuellement de très gros problèmes aux physiciens.

V. CONCLUSION.

V.1. Rappels des résultats obtenus.

Comme le laissaient entrevoir les premiers travaux dans ce domaine (références [3] et [30] du chapitre I), nous avons montré qu'il était relativement facile de porter la matière à des températures de quelques millions de degrés lorsqu'on l'irradie avec un faisceau laser suffisamment puissant.

Malgré les limitations apparues récemment à des niveaux déjà élevés (10^7 °K), on peut dire que l'absorption des photons est très grande. L'obtention de telles températures a été possible à partir du moment où on a su concentrer le faisceau laser dans un très petit volume de matière. Si bien que des énergies lasers très modestes (quelques joules) permettent d'atteindre quelques millions de degrés dans le plasma ainsi créé. On remarquera que si le nombre total de particules chauffées ne dépasse pas 10^{16} à 10^{17}, la densité du matériau cible peut varier de 10^{19} à 10^{22} cm^{-3}, ce qui ouvre une nouvelle voie de recherches en physique des milieux ionisés.

Mais l'absorption des photons dépend à la fois de cette densité (par n^2) et de la température (par $T_2^{-3/2}$). On conçoit donc qu'il faille choisir la cible appropriée pour absorber fortement le faisceau laser et atteindre le but recherché. Le mécanisme de chauffage s'en trouvera modifié et par conséquent les limitations qu'il entraînera inévitablement.

C'est ainsi que le chauffage des milieux gazeux s'explique par le processus de détonation radiative et voit les températures se limiter à 2 ou 3.10^6 °K par suite de l'expansion rapide du plasma dans le milieu environnant.

Pour aller au-delà, il faut passer à une cible solide isolée dans le vide, afin d'éviter l'augmentation trop rapide du nombre total de particules chauffées. De même, l'utilisation de matériaux à Z faible est recommandée tant que les températures sont suffisamment basses pour permettre une absorption totale du faisceau laser.

Par contre, pour $T > 10^7$ °K, il peut devenir intéressant de doper la cible hydrogénoïde avec un faible pourcentage d'impuretés lourdes (l'absorption varie comme Z^2).

Nous avons vu au chapitre III que le mécanisme de déflagration radiative permet d'interpréter correctement les données expérimentales sur le chauffage. Ce processus est basé sur une absorption pelliculaire des photons au niveau de la densité critique pour le rayonnement laser utilisé. Dans le cas du deutérium solide la

gamme de températures pour lesquelles cette condition est réalisée s'étend de 3 à 5.10^6 °K. En-deça et au-delà, l'énergie laser se répartit sur un nombre de particules plus grand :

- au-dessous de 3.10^6 °K, c'est l'absorption en volume qui en est responsable ;
- au-dessus de 5.10^6 °K, la conduction thermique électronique conduit à un effet global analogue. De plus, dans ce dernier cas, apparaît le processus de réflexion du faisceau laser qui constitue également une limitation. Nous avons présenté au chapitre IV les résultats expérimentaux relatifs à ces phénomènes.

Un autre aspect fondamental du chauffage a également été abordé au chapitre IV ; c'est le découplage entre les températures électronique et ionique. L'onde électromagnétique chauffe, en effet, les électrons qui peuvent ensuite communiquer aux ions une partie de leur énergie. Pour cela la densité du plasma doit être la plus élevée possible, si on désire obtenir une équipartition de l'énergie. On a vu que dans la zone d'absorption des photons $T_i/T_e \sim 0,2$, alors que dans la zone de conduction il peut atteindre 1 (le rapport des maximums de température étant de l'ordre de 0,6). Par suite, en développant le mécanisme de conduction, on diminue le rendement du chauffage des électrons, mais on augmente celui du chauffage des ions. Les températures ioniques dépassent alors le seuil au-delà duquel des réactions nucléaires de fusion deviennent détectables au laboratoire.

L'étude du taux de réflexion du faisceau laser, ainsi que l'accroissement du flux neutronique en fonction de la puissance incidente, nous ont conduits à mettre en évidence une troisième limitation au chauffage, les deux premières étant la réflexion et la conduction électronique. Cette nouvelle limitation est induite par le caractère bidimensionnel de l'expension et conduit à un accroissement très important du nombre de particules chauffées.

Cet effet est d'ailleurs directement lié au problème de l'entretien du chauffage qui peut s'exprimer, d'une autre manière, en considérant qu'il faut limiter l'accroissement du volume du plasma.

Nous étant efforcés, dans les chapitres III et IV, à montrer le bien-fondé des études présentées et l'accord satisfaisant entre l'interprétation théorique et les données expérimentales, il convient maintenant de noter les critiques essentielles qu'on doit faire à ces recherches.

- La première concerne le mécanisme d'absorption des photons.

Les mesures effectuées, bien que très précises et reproductibles, n'en restent pas moins des mesures globales. Il se trouve que le mécanisme d'absorption par bremsstrahlung inverse rend compte de façon satisfaisante des résultats. Comme pour l'interprétation du flux neutronique, on démontre que la condition est suffisante. Elle n'est pas forcément nécessaire et des mesures plus fines devront être entreprises pour préciser le, ou les, mécanisme élémentaire de l'absorption. Dans cet esprit, des mesures spectrales du rayonnement réfléchi devraient apporter des précisions intéressantes.

- La deuxième critique concerne la mesure, au laboratoire, de la température électronique du plasma. Les données expérimentales du chapitre III paraissent

très satisfaisantes, alors que celles du chapitre IV sont plutôt décevantes. Nous sommes certainement très près de mesurer correctement cette température, mais il n'en reste pas moins que le spectre du rayonnement X mou qui s'échappe du plasma apparaît plus tourmenté qu'au spectre "thermique" pur. Pourquoi cette modification ? L'étude des composantes dures et molles de ce spectre, ainsi que leur évolution en fonction de la puissance laser, devraient apporter des éclaircissements à la fois sur le mécanisme d'absorption et sur l'origine des réactions de fusion.

- Une troisième critique concerne la détermination de la zone d'absorption des photons, c'est-à-dire la région où la densité du plasma est égale à la densité critique. Son importance dans l'interprétation est telle que tous les efforts possibles pour la déterminer doivent être poursuivis. La mesure interférométrique, en lumière verte, présentée au chapitre IV a constitué notre première tentative. Bien qu'intéressante elle ne répond pas encore au problème posé. Il faudra donc diminuer la longueur d'onde du rayonnement sonde pour atteindre la zone d'absorption. Par contre on notera que si le plasma était créé par un faisceau de laser à CO_2, le diagnostic réalisé répondrait entièrement à la question.

Dans le même esprit, la visualisation, par strioscopie, de l'onde de choc se propageant dans le solide constitue une donnée expérimentale précieuse pour l'interprétation théorique. Il est possible que le laser ultraviolet ($\lambda \sim 1500$ Å) apporte une réponse satisfaisante à ce problème.

- Enfin, sur le plan théorique, on pourra reprocher à notre étude son caractère monodimensionnel. Nous avons déjà précisé ses avantages et ses inconvénients pour ne pas y revenir. C'est là, un problème de choix entre la rigueur mathématique et les compromis qu'autorise la physique.

V.2. Extension de ces études.

Essayons, en conclusion, de commenter quelques applications possibles dans le domaine de la recherche.

V.2.1. Développement de diagnostics nouveaux.

Une première application de ces recherches vient du besoin qu'elles créent; en particulier la nécessité de mesurer la densité du plasma. On a vu que l'interférométrie avait été appliquée avec succès dans ce domaine. Il convient cependant de diminuer la longueur d'onde du rayonnement pour visualiser des densités supérieures à 10^{20} cm^{-3}. C'est là l'une des premières motivations du développement des lasers émettant dans l'ultra violet ($1500 < \lambda < 3500$ Å). Pour un laser UV à hydrogène ($\lambda = 1600$ Å) la densité de coupure est de $4{,}4\ 10^{22}$ cm^{-3}, ce qui permettrait de mettre en évidence non seulement la zone d'absorption des photons (10^{21} cm^{-3}), mais également la zone de conduction thermique ($n_e \sim 10^{22}$ cm^{-3}). Depuis R.T. HODGSON, en 1970, qui a obtenu une puissance de 1,5 kW en 2 ns [1] sur $\lambda = 1600$ Å (laser à H_2 pompé par une décharge transverse progressive), il apparaît maintenant possible d'utiliser ce nouveau diagnostic. Un système analogue étudié à l'université de Clermont-Ferrand [2] a permis de dépasser tout récemment une puissance de 50 MW. On notera également les recherches poursuivies à l'Institut Lebedev de Moscou par le professeur BASOV et son équipe : un faisceau d'électrons de 800 keV sert à pomper un gaz rare solidifié, ce qui réalise une émission cohérente dans le domaine ultra

violet de 900 Å pour l'argon jusqu'à 1750 Å pour le xénon [3].

Enfin, nous retiendrons une deuxième application qui peut s'avérer très intéressante dans les prochaines années : c'est la spectroscopie des plasmas très denses. Cette étude conduit à envisager, d'un point de vue théorique, un grand nombre de types d'échanges d'énergie collisionnels ou radiatifs intéressant aussi bien les états électroniques liés que ceux du continuum. L'obtention de plasmas laser chauds, denses et assez reproductibles du point de vue spatio-temporel permet maintenant d'étendre le champ de ces recherches au niveau du laboratoire. C'est ainsi qu'une équipe du Laboratoire de Chimie Physique de l'Université Paris VI, a obtenu des résultats montrant comment une série de collisions associées à des transitions non radiatives pouvait aboutir à une inversion de population entre niveaux d'ions dans le domaine des rayons X mous et de l'ultraviolet extrême [4]. Il s'agit, dans ce cas, d'un plasma d'aluminium irradié par un laser de 100 à 200 MW. Les auteurs pensent avoir mis en évidence une émission stimulée à $\lambda = 117$ Å ce qui constituerait, si ce résultat se confirme, l'un des tous premiers lasers dans le domaine des rayons X.

V.2.2. Influence de la longueur d'onde sur le processus de chauffage.

Nous avons vu que la densité de coupure pour le rayonnement laser considéré représentait un paramètre important dans le processus de chauffage. Par ailleurs le coefficient d'absorption lui-même dépend de la longueur d'onde utilisée ($K \sim \lambda^2$).

Etant donné le grand nombre de recherches et les réalisations déjà nombreuses de lasers dont les longueurs d'onde se situent entre 0,3 et 337 microns, il est intéressant de connaître l'influence de ces dernières sur le processus de chauffage.

Reprenons pour cela la phénoménologie du processus.

- Du côté absorption laser on peut distinguer trois étapes :

- absorption en volume aux basses températures ($T < 10^6$ °K) ;
- absorption pellicullaire au voisinage de la densité de coupure aux températures intermédiaires ($10^6 < T < 5.10^6$ °K) sans réflexion d'énergie notable ;
- enfin absorption pelliculaire avec réflexion importante pour les températures élevées ($T > 5.10^6$ °K).

- Du côté conduction électronique : celle-ci est négligeable pour $T < 5.10^6$ °K. Au-delà, elle conduit à une limitation de la croissance de T avec la puissance laser.

On peut associer à ces deux paramètres un libre parcours moyen : LA pour les photons, LC pour les électrons. Le rapport LA/LC nous permet de séparer le mécanisme de chauffage en plusieurs stades en fonction de la puissance laser arrivant sur la cible. Comme on l'a montré dans l'étude [5], on peut schématiser la phénoménologie du chauffage de la façon suivante :

- Aux basse températures, l'absorption se fait en volume : $LA/LC \gg 1$ et la réflexion est nulle. Dans ce cas, les lois d'auto-similitude nous donnent $T \propto P^{1/2}$ ou $T \propto P^{4/9}$.

- Nous rencontrons ensuite la zone où la déflagration radiative rend compte des phénomènes : $LA/LC \simeq 1$ et T varie comme $P^{2/3}$.

- Aux puissances plus élevées (1 à 10 GW), le mécanisme de conduction se développe et le rapport LA/LC devient inférieur à 1, tandis que la réflexion du faisceau laser atteint 20 à 40%. Les résultats numériques du chapitre IV nous ont montré que T suit la loi $T \propto P^{1/3}$ en régime monodimensionnel.

- Dans la mesure où le mécanisme de conduction devient prépondérant, on retrouvera pour les puissances lasers plus élevées l'exposant 2/7 qui est celui du transfert de chaleur par le mécanisme considéré.

- Enfin, on peut imaginer qu'aux puissances lasers très élevées le taux de réflexion sera tel que l'apport d'énergie laser compensera tout juste l'augmentation du volume chauffé par conduction. La température restera donc constante, bien que la puissance laser puisse encore augmenter. Au-delà, la température diminuera.

Le modèle numérique, développé au chapitre IV, confirme effectivement cette séquence de mécanismes complémentaires [5]. Le calcul effectué pour $\lambda = 10{,}6\ \mu$ et $\lambda = 0{,}26\ \mu$ montre que, à puissance constante et égale à 5 GW :

- le processus de conduction électronique associé à une forte réflexion du faisceau laser est prépondérant dans le chauffage à $\lambda = 10{,}6\ \mu$.

- par contre, pour $\lambda = 0{,}26\ \mu$, c'est encore l'absorption en volume qui régit le phénomène. La conduction électronique ne se manifestera que pour des puissances laser très supérieures.

On constate, de plus, que pour $P_i = 10$ GW, le laser à verre au néodyme permet d'atteindre des températures de 10^7 °K plus commodément qu'avec d'autres longueurs d'onde. Le laser à gaz carbonique paraît bien adapté dans la zone $T \sim 10^6$ °K, tandis que les lasers à ultra-violets ($\lambda \sim 0{,}2\ \mu$) sont nécessaires dans la gamme $T \sim 5.10^7$ à 10^8 °K.

V.2.3. Création d'ions lourds multichargés.

Lorsqu'on focalise le faisceau laser sur une cible métallique le degré de charge moyen $\overline{Z}$ est fonction de la température électronique du plasma et par conséquent du flux laser ϕ. On trouvera dans les références [6] et [7] les relations correspondantes.

La présence, dans les plasmas, d'espèces ioniques dans un haut degré de charge a été établie dans plusieurs laboratoires par les études spectroscopiques. Il a été expérimentalement prouvé que des flux lasers de 10^{12} W/cm^2 suffisent pour produire des ions C^{6+}, Al^{11+} et Fe^{16+} possédant des énergies cinétiques de plusieurs dizaines de keV [8].

Si dans un accélérateur (électrostatique par exemple), capable de l'énergie W, l'on remplace les protons par des ions de charge Z et de nombre de masse A, chaque projectile acquiert une énergie WZ, ce qui se traduit par une énergie de $\frac{WZ}{A}$ par nucléon. On voit tout l'intérêt des charges élevées pour l'accélération qui permettent ainsi d'accéder, par une autre voie, à la physique des hautes et moyennes énergies.

Le laser apparaît donc comme une nouvelle source d'ions qui pourrait se substituer éventuellement aux sources plus classiques du type à "arc" ou "à faisceau d'électrons". Son intérêt, sur ces dernières réside dans le degré de charge atteint, ainsi que le nombre total des ions produits par impulsion. Son inconvénient actuel reste cependant le taux de répétition relativement bas. M. Y. OGANESSIAN, du

Centre d'Etudes de DUBNA en Russie estime que [9] :

- Pour les moyennes énergies, la source idéale aurait une durée d'impulsion de 30, 50 ns avec une fréquence de répétition de quelque 10^6 Hz et une intensité de 10^7, 10^8 particules par impulsion. Ceci permettrait d'étudier des réactions ayant une section efficace $\geqslant 10^{-31}$ cm^2. La charge d'ions doit être $Z \geqslant \frac{A}{10}$.

- Pour les hautes énergies, il faudrait avoir une impulsion de courant de faisceau d'environ 10^{13} particules par impulsion, d'une durée de quelques 10^{-5} s, mais avec une fréquence de répétition de 0,1 Hz.

Les auteurs de [10] ont dressé au tableau des principaux domaines d'application des ions lourds, ainsi que les caractéristiques de faisceau requises par les divers types d'expériences. Nous retiendrons, parmi les nombreuses applications possibles, la formation de noyaux de nombre atomique très élevé voire la synthèse de nouveaux éléments transuraniens stables (à partir du nombre atomique 114). L'intérêt de telles recherches suffirait, à lui tout seul, pour justifier le développement de sources d'ions par laser.

Pour obtenir des nombres de charges élevés, il faut, bien entendu chauffer le plasma. Il se trouve, cependant, que la fréquence de répétition du laser prend un aspect fondamental dans le couplage de la source avec un accélérateur. Si bien que la nature du laser pouvant conduire à de telles applications s'en trouve profondément affectée. On trouvera dans [11] une étude prospective concernant la définition d'un laser moléculaire à CO_2 destiné à la production d'ions U^{50+} en quantité suffisante pour constituer une source intéressante. Ce laser délivrerait 100 impulsions par seconde, chacune d'elles ayant une énergie de 50 J et une puissance de 5×10^8 watts. La technologie actuelle de ce type d'appareil permet d'être raisonnablement optimiste pour les cinq prochaines années.

V.2.4. Application à la fusion thermonucléaire contrôlée.

Les recherches en vue de la fusion thermonucléaire contrôlée ont été jusqu'ici conduites dans la voie des plasmas créés à partir des décharges électriques. Nous avons rappelé sur la figure 1 les principales machines en cours d'études dans le monde.

Très schématiquement il s'agit d'obtenir, dans le plasma, une température supérieure à 50 millions de degrés pendant que le produit $n\tau$ dépasse 10^{14} $s.cm^3$.

Les études que nous avons développées permettent d'être confiants sur le plan du chauffage. Les températures requises pour la fusion ne sont pas très éloignées de celles que l'on sait d'ores et déjà réaliser en laboratoire. Par contre, le produit $n\tau$ ne pourra pas dépasser, au plus, 5.10^{13} $s.cm^3$ par le processus d'interaction que nous avons décrit. Au fur et à mesure que nous augmentons la densité n du plasma, sa durée de vie τ décroît.

Compte tenu de l'ordre de grandeur de la vitesse du son dans le milieu chauffé ($c_s < 10^8$ $cm.s^{-1}$) on peut dire que 10^{-12} s constitue une limite inférieure pour τ. Par suite la densité n devra dépasser 10^{26} cm^{-3} pour que le produit $n\tau$ soit supérieur à 10^{14} $s.\ cm^{-3}$. De telles densités ne pourront être atteintes que par un mécanisme de compression par onde de choc.

Depuis 1962, J. NICKOLLS et ses collaborateurs du Laboratoire de LIVERMORE étudient la possibilité de comprimer fortement la matière par un faisceau laser.

Une partie des recherches théoriques entreprises a été publiée en 1972 à MONTREAL, lors du Congrès International d'Electronique Quantique [12].

Le principe consiste à irradier, plusieurs faisceaux laser, une sphère de matériau fusible (DT, DT Li ...) et d'engendrer ainsi une onde de choc sphérique convergente. Au passage du centre il y a focalisation et augmentation de la densité jusqu'à des valeurs extrêmement élevées. Toute l'énergie communiquée à l'onde de choc se retrouve sous forme d'énergie interne, ce qui permet d'atteindre les températures requises pour la fusion. Après compression, la matière ainsi chauffée se détent très brutalement, limitant la durée de vie du plasma à quelques 10^{-11} seconde.

Le taux final de la compression η dépend fortement de la pression appliquée à l'onde de choc (p_c). Des valeurs de η de l'ordre de 10^3, 10^4 nécessitent des pressions appliquées p_c de l'ordre de 10^{17} à 10^{18} baryes [13].

Bien que la relation entre p_c et la puissance laser P_L ne soit pas déterminée de façon précise, on estime à l'heure actuelle, à 10-100 TW (10^{13} à 10^{14} W) la puissance laser nécessaire pour obtenir de telles compressions. Les auteurs de [13] pensent que 6 faisceaux laser concentrés sur une sphère de 1 mm de diamètre, permettent de réaliser une onde de choc sphérique à 2% près.

Des considérations d'énergie montrent de façon claire l'influence du facteur compression sur le rendement global du mécanisme. K. BRUECKNER [14] ainsi que R. ROSENBLUTH [15] ont donné l'expression de l'énergie laser E nécessaire pour obtenir une compression $\eta = \frac{n}{n_o}$, pour une température T et une cible de rayon Ro.

On trouve : $E = 1{,}6.10^6 \frac{Z^3}{\varepsilon^4} \frac{1}{\eta^2}$ J pour kT = 10 keV

expression dans laquelle :

Z est le rapport entre l'énergie totale dégagée par les réactions thermonucléaires et l'énergie laser investie ;

ε est la fraction de l'énergie laser communiquée à l'onde de choc. Dans les expériences actuelles ε varie entre 5 et 10%.

on remarquera, dans cette formule, l'importance du facteur ε qui intervient par sa quatrième puissance.

Ainsi, pour obtenir une énergie thermonucléaire égale à l'énergie laser investie (Z = 1), il nous faudra :

$$\begin{cases} E = 2{,}5\ 10^{11} \frac{1}{\eta^2} \text{ joules} & \text{si } \varepsilon = 5\ 10^{-2} \\ E = 1{,}6\ 10^{10} \frac{1}{\eta^2} & \text{si } \varepsilon = 10^{-1} \end{cases}$$

Soit : E = 2,5 kJ pour $\eta = 10^4$ lorsque $\varepsilon = 5.10^{-2}$

E = 640 J pour $\eta = 5.10^3$ lorsque $\varepsilon = 10^{-1}$

Les auteurs de [13] et [14], malgré leurs divergences d'idées, sont d'accord pour admettre que des compressions de 10^4 sont possibles par le mécanisme envisagé. Si on admet avec J. EMMETT [16], que des énergies laser de l'ordre de 10 kJ seront réalisées d'ici 1975, on constate que cette étape importante (Z = 1) dans la recherche de la fusion contrôlée pourrait être atteinte au laboratoire assez rapi-

dement. On notera, que les savants soviétiques de l'Institut LEBEDEV disposent d'ores et déjà d'une expérience visant à comprimer une sphère de $(CD_2)n$ par 9 faisceaux laser de 70 J chacun [17].

REFERENCES

CHAPITRE I

[1] Mac CLUNG (F.G.), HELLWARTH (R.W.)
Giant Optical Pulsations from Ruby, Journal of Applied Physics,
Vol. 33, n° 1, mars 1962, pp. 828-829.

[2] MAKER (P.D.), TERHUNE (R.W.), SAVAGE (C.M.)
Dans P. GRIVET et N. BLOMBERGEN, 3ème Conférence Internationale d'Electronique Quantique, Dunod, Paris, 1963, p. 1579.

[3] BASOV (N.G.), KROKHIN (O.N.)
Dans P. GRIVET et N. BLOMBERGEN, 3ème Conférence Internationale d'Electronique Quantique, Dunod, Paris, 1963, p. 1373.

[4] ARTSIMOVITCH (L.)
Physique Elémentaire des Plasmas, Editions de la Paix, Moscou, p. 210.

[5] DAWSON (J.M.)
On the production of plasma by giant pulse, Physics of Fluids,
Vol. 7, n° 7, 1964, p. 981.

[6] PHELPS (A.V.)
Theory of growth of ionisation during laser breakdown
(In KELLEY (P.L.) LAX (B.) TANNENWALD (P.E.) ed. Physics of Quantum Electronics. Conference Proceedings : San Juan, Puerto Rico.
June 28-30, 1965, Mc Graw Hill Book Company 1966, pp. 538-547).

[7] RAIZER (Yu P.)
Heating of a gas by a powerful light pulse, Soviet Physics JETP,
Vol. 21, n° 5, 1965, pp. 1009-1017.

[8] YOUNG (M.), HERCHER (M.)
Dynamics of laser, Induced breakdown in gases, Journal Applied Physics,
Vol. 38, n° 11, 1967, pp. 4393-4400.

[9] VEYRIE (P.)
Contribution à l'étude de l'ionisation et du chauffage des gaz par le rayonnement d'un laser déclenché. Thèse, Rapport CEA-R-3472, décembre 1968.
Journal de Physique, t. 29, n° 1, 1968, pp. 33-41.

[10] FIRSOV (O.B,), CHIBISOV (M.I.)
Bremsstrahlung of slow electrons decelerated by neutral atoms,
Soviet Physics JETP, Vol. 12, n° 6, juin 1961, pp. 1235-1239.

[11] FABRE (B.)
Interaction electron-atome neutre à basse énergie en présence d'un champ électromagnétique intense, Thèse à soutenir à Paris VI (9 mars 1972).

[12] GOLD (A.), BEBB (H.B.)
Theory of Multiphoton Ionization, Physical Review Letters, Vol. 14, n° 3, 18 janvier 1965, pp. 60-63.
Multiphoton Ionization of hydrogen and rare gas atome
Physical Review, Vol. 143, n° 1, 4 mars 1966, pp. 1-24.

[13] KELDYSH (L.V.)
Ionization in the field of a strong electromagnetic wave,
Soviet Physics JETP, Vol. 20, n° 5, mai 1965, pp. 1307-1314
Traduit de JETP 47, novembre 1964, pp. 1945-1957.

[14] NELSON (P.)
Calcul de l'ordre de grandeur des processus multiphotoniques,
C.R. Acad. Sc. Paris, t. 259, 5 octobre 1964, pp. 2185-2186.

[15] GONTIER (Y.), TRAHIN (M.)
Ionisation d'atomes hydrogénoïdes par absorption multiphotonique
C.R. Acad. Sc. Paris, t. 264, n° 7, 13 février 1967, pp. 499-502.

[16] VORONOV (G.S.), DELONE (N.B.)
Many-Photon Ionization of the Xenon by Ruby Laser Radiation
Soviet Physics, JETP, Vol. 23, n° 1, juillet 1966, pp. 54-58.

[17] AGOSTINI (P.), BONNAL (J.F.) et al.
Intensité lumineuse émise par un gaz ou une vapeur alcaline sous l'effet d'un rayonnement laser focalisé, C.R. Acad. Sc., Paris, Série B, t. 266, 1968, p.790.

[18] BUNKIN (F.V.), PROKHOROV (A.M.)
Some Features of the Interaction Between Short Laser Radiation Pulses and Matter, Soviet Physics, JETP, Vol. 25, n° 6, décembre 1967, pp. 1072-1076.

[19] ROUVILLOIS (G.), BABUEL PEYRISSAC (J.P.)
Diffusion Compton multiple des photons par un gaz tenu d'électrons libres. Quelques implications astrophysiques, Rapport français CEA-R-3627, 1968.

[20] PEYRAUD (J.)
Théorie cinétique des plasmas, interaction matière-rayonnement
I - Action d'un rayonnement donné sur la fonction de distribution électronique par l'intermédiaire des chocs Compton. Journal de Physique, t. 29, n° 1, janvier 1968, pp. 88-96.
II - Action d'une distribution électronique donnée sur le rayonnement par l'intermédiaire des chocs Compton, Journal de Physique, t. 29, n° 4, avril 1968, pp. 306-310.
III - Interaction entre un rayonnement intense et un plasma par effet Compton induit, Journal de Physique, t. 29, n° 10, octobre 1968, pp. 872-876.

[21] DECROISETTE (M.), PIAR (G.), FLOUX (F.)
Observation of induced Compton scattering in laser created plasma
Physics Letters 32 A, n° 4, 1970, pp. 249-250.

[22] AFANASIEV (Y.V.), KROKHIN (O.N.)
Vaporization of Matter Exposed to Laser Emission, Soviet Physics, JETP, Vol. 25, n° 4, octobre 1967, pp. 639-645.

[23] RAMSDEN (S.A.), SAVIC (P.)
A radiative Detonation model for the development of a laser induced spark in air, Nature, Vol. 203, n° 4951, 19 septembre 1964, pp. 1217-1219.

[24] CHAMPETIER (J.L.)
Interprétation théorique de l'évolution du plasma créé par focalisation d'un faisceau laser dans l'air, C.R. Acad. Sc., Paris, t. 261, 15 novembre 1965, pp. 3954-3957.

[25] FAUQUIGNON (C.), FLOUX (F.)
Hydrodynamic behaviour of solid deuterium under laser heating
Physics of Fluids, Vol. 13, n° 2, february 1970, pp. 386-391.

[26] LAWSON (J.D.)
Some criteria for a Power Producing thermonuclear Reactor
Proc. Phys. Soc. (London) B 70, 1957, p. 6.

[27] BASOV (N.G.), KRIUKOV (P.G.), LETHOKOV (V.S.), SENATSKI (Yu. V.)
IEEE, Journal of Quantum Electronics, Vol. QE 4, 1968, p. 606.

[28] BASOV (N.G.), ZAKHAROV (S.D.), KRIUKOV (V.S.), SENATSKI (Yu. V.), CHEKALVIN (V.S.),
JETP Letters 8, 1968, p. 14.

[29] BASOV (N.G.), ZAKHAROV (S.D.), KROKHIN (O.N.), KRIUKOV (P.G.), SENATSKI (Yu.V.), TIURIN (E.L.), FEDOSIMOV (A.I.), CHEKALIN (S.V.), CHELEV (M. Ya.)
Etude d'un plasma créé par des impulsions laser ultra-courtes.
Rapport interne de l'Institut de Physique P.N. Lebedev, Preprint n° 60, Moscou 1970, p. 38.

[30] MEYRAND (R.J.), HAUGHT (A.F.)
Phys. Rev. Lett., 9, 1963, p. 401.

[31] THONON (G.F.), COGNARD (D.), DELMARE (C.), GENEVEY (P.), MARTINEAU (J.), RABEAU (M.), VEDEL (J.M.)
Bull. Inf. Scient. Tech. du CEA, 130, 1968, p. 19.

[32] HAUGHT (A.F.), POLK (D.H.)
Phys. Fluids, 9, 1966, p. 2047.

[33] LUBIN (M.J.), DUNN (H.S.), FRIEDMAN (M.J.)
In Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (International Atomic Energy Agency, Vienna 1969), Vol. 1, p. 945.

[34] ASCOLI - BARTOLI (U.), DE MICHELIS (C.), MAZZUCATO (F.)
The hot ice experiment. Proceedings of the Culham Conference on Plasma Physics, 6-10 septembre 1965, Vol. 2, Vienna 1966, p. 953.

CHAPITRE II

[1] KRAMERS (H.A.), HEISENBERG (W.)
Zs. 7, Phys. 31 (1925), p. 681
Voir également HEITLER (W.)
The Quantum theory of radiation, Third Edition, Oxford at the Clarendon Press, p. 192.

[2] SPITZER (L.)
Physique des gaz complètement ionisés. Monographie Dunod, Paris 1959.

[3] DAWSON (J.), OBERMAN (C.)
Physics of Fluids, 5, 1962, p. 517.

[4] GINZBURG (V.L.)
The propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas
Perg. Press. Ltd., Oxford 1964, pp. 53-80.

[5] HORA (H.)
Absorption Coefficient of Ruby Laser Radiation in fully ionized light elements
IPP 6/27, Garching, septembre 1964.

[6] TOMLINSON (R.G.), DAMON (E.K.), BUSHER (H.T.)
The breakdown of noble and atmospheric gases by ruby and neodymium laser pulses
Physics of Quantum Electronics, Puerto-Rico, 28-30 juin 1965,
New-York, Mc Graw-Hill 1966, pp. 520-526.

[7] FECAN (J.C.), FLOUX (F.), VEYRIE (P.)
Etude expérimentale de l'ionisation des gaz par un faisceau lumineux très intense.
C.R. Acad. Sc., Paris, 20 juin 1966, 262, pp. 1613-1616.

[8] VEYRIE (P.), FLOUX (F.)
Breadkdown wave shock wave and radiation wave in laser created plasmas
AIAA Journal, Vol. 8, n° 8, august 1970, pp. 1405-1411.

[9] Idem que référence 9 du chapitre I.

[10] BOLAND (B.C.), IRONS (F.E.), Mc WHIRTER (R.W.)
A spectroscopic study of the plasma generated by a laser from polyethylene
J. Phys., B1, série 2, 1968, (Proc. Phys. Soc.) p. 1180.

[11] TONON (G.), SCHIRMANN (D.), RABEAU (M.)
Electron and ion temperature measurements of a laser created plasma.
Communication présentée à la Xème conférence internationale sur la physique des milieux ionisés,
13-18 septembre 1971, Oxford (G.B.).

[12] SEKA (W.), BRETON (C.), SCHWOB (J.L.), MINIER (C.)
Temperature measurements of a laser produced plasma using recombinaison continuum.
Research notes in Plasma Physics, Vol. 12, 1970, pp. 73-77.

CHAPITRE III

[1] VEYRIE (P.)
Contribution à l'étude de l'ionisation et du chauffage des gaz par le rayonnement d'un laser déclenché.
Thèse, rapport CEA-R-3472, Décembre 1968
Journal de Physique, t. 29, n° 1, 1968, pp. 33-41.

[2] CHALMETON (V.) et PAPOULAR (R.)
Sur le mécanisme du claquage des gaz par laser
C.R. Acad. Sc., Paris, t. 262, 17 janvier 1966, pp. 177-180.

[3] VEYRIE (P.) et FLOUX (F.)
Breakdown wave shock wave and radiation wave in laser created plasmas
AIAA Journal, Vol. 8, n° 8, August 1970, pp. 1405-1411.

[4] RAMSDEN (S.A.), SAVIC (P.)
A radiative detonation model for the development of a laser induced spark in air
Nature, Vol. 203, n° 4951, 19 septembre 1964, pp. 1217-1219.

[5] ZELDOVICH (Ya. B.), RAIZER (Yu.P.)
Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena
Academic Press, New York, Vol. I, chapitre V, 1967, pp. 343-348.

[6] CHAMPETIER (J.L.)
Interprétation théorique de l'évolution du plasma créé par focalisation d'un faisceau laser dans l'air.
C.R. Acad. Sc., Paris, t. 261, 15 novembre 1965, pp. 3954-3957.

[7] KIDDER (R.)
The application of lasers to the production of high temperature and high pressure plasma
Rapport UCRL-70501 du 16 juin 1967.

[8] REHM (R.)
Plasma motion induced by high intensity laser heating
The Physics of Fluids, 13, 4, April 1970, pp. 921-935.

[9] DICKE (R.H.)
The Coherence Brightened Laser
Proceedings of the third International Quantum Electronics Conference
P. GRIVET et N. BLOEMBERGEN, Edition Dunod, Paris 1964, pp. 34-54.

[10] DE METZ (J.)
Optical design of a laser system for nuclear fusion research
Applied optics, 10, 7, July 1971, pp. 1609-1614.

[11] MARIOGE (J.P.), DE METZ (J.), MILLET (F.), MAHE (C.)
Manufacture of high performance aspheric condenser lenses
Optics technology, February 1970, pp. 27-31.

[12] DE METZ (J.), TERNEAUD (A.) et VEYRIE (P.)
Etude optique du faisceau émis par un laser de grande intensité
Appl. Optics 5, 5, may 1966, pp. 819-822.

[13] BECKMAN, WHITLEY
Model 501B Single France image converter camera, Beckman and Whitley, San Carlos, California.

[14] CANTO (C.), COLIN (C.), DURAND (Y.), FLOUX (F.), LANGER (Ph.) and VEYRIE (P.)
Laser produced plasmas from solid deuterium targets
J. Appl. Phys., 39, 7, 1968, pp. 2991-2993.

[15] TRW - STL Instruments, Image converter camera, Model 1 D,
El Secundo, California.

[16] LAVIRON (E.)
La mesure des intervalles de temps très courts.
Toute l'Electronique 340, 1969, p. 434.

[17] BOBIN (J.L.), FLOUX (F.), LANGER (Ph.) and PIGNEROL (H.)
X rays from a laser created plasma
Phys. Lett. 28A, 6, décembre 1968, pp. 398-399.

[18] BERGER (J.), VIARD (J.)
Physique des Explosifs solides.
Edition Dunod, Paris 1962, p. 263.

[19] SPITZER (L.)
Physique des gaz complètement ionisés.
Monographie Dunod, Paris 1959, p. 86.

[20] BRAGINSKI (S.I.)
Transport phenomena in a completely ionized two temperature plasma
Soviet Physics JETP, 6, 2 février 1958.

[21] ELWERT (G.)
Z. Naturforch. 9a, 1954, p. 637.

[22] GILMORE (F.R.)
Grapes of X ray absorption coefficients for fourteen substances
Rapport 2367, AEC, 1959
VICTOREEN (J.A.)
Calculation of X ray mass absorption coefficients
J. Appl. Phys., 20, 12, 1949, pp. 1141-1147
CAUCHOIS (Y.)
Introduction à l'Etude Expérimentale de la Structure de la Matière
(Absorption des rayons X), Cours de Sorbonne 1966.

[23] STRATTON (T.F.)
Temperature. Its measurement and control in science and industry,
Vol. 3, part. 1, p. 663, Reinhold, New York 1962.

[24] JAHODA (F.C.), LITTLE (E.M.), QUINN (W.E.), SAWYER (G.A.), and STRATTON (T.F.)
Continuum radiation in the X ray and visible regions from a magnetically
compressed plasma (Scylla).
Phys. Rev., 119, 3, 1960, pp. 843-856.

[25] BATES (D.R.), KINGSTON (A.E.) and Mac WHIRTER (M.)
Proc. Roy. Soc. of London 267, 1962, pp. 297-312.

[26] PIAR (G.), DECROISETTE (M.)
Influence des impuretés et de l'inhomogénéité d'un plasma sur la mesure de sa température électronique.
Vol. 12, 1972, pp. 587-601.
J.Q.R.S.T.

[27] SOUBLIN (P.), PIAR (G.), BOCHER (J.L.) et MEYNIAL (D.)
Application de la spectrométrie de masse à l'analyse des cibles en deutérium solide utilisées dans l'interaction laser-matière.
Rapport Interne non publié.

[28] PATOU (C.)
Etude des émissions de rayons X et de neutrons d'une décharge non cylindrique focalisante.
J. de Phys., 31, 4, avril 1970, p. 339.

[29] MEYEROTT (A.J.), FISHER (P.C.), ROETHIG (D.T.)
Plastic scintillator response to 1 to 10 keV photons
Rev. Scient. Instruments, 35, 6, (1964), pp. 669-672.
ADZAM (J.H.), BURCHAM (J.N.)
The variation of the conversion efficiency of an NE 102 A plastic scintillator with X rays energy in the range 1,8 - 4,5 keV.
Journal of scientific instruments, 43, 1966, pp. 93-96.

[30] BASOV (N.G.), KRIUKOV (P.G.), ZAKHAROV (S.D.), SENATSKI (Yu.) and TCHEKALIN (S.V.)
Experiments on neutron observation by focussing powerful laser emission on the surface of lithium deuteride.
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics Q.E.4, 1969, p. 864
Egalement : JETP, 8, 1, 1968, pp. 14-17.

[31] BERGER (J.), VIARD (J.)
Physique des explosifs solides, Edition Dunod, Paris 1962, p. 43.

[32] BOBIN (J.L.), DELOBEAU (F.), DE GIOVANNI (G.), FAUQUIGNON (C.) et FLOUX (F.)
Temperature in laser created deuterium plasma
Nuclear fusion, 9, 2, juin 1969, pp. 115-120.

[33] CARUSO (A.), BERTOTTI (B.) et GUIPPONI (O.)
Ionisation and heating of solid material by means of a laser-pulse
Il Nuovo Cimento, Vol. XLV, n° 2, octobre 1966, pp. 176-189.

[34] AFANASIEV (V.), KROL (V.M.), KROKHIN (O.N.), NEMCHINOV (I.V.)
Gaz dynamic processes in heating of a substance by laser radiation.
Journ. Appl. Math. and Mech. 30, 6, 1966, pp. 1022-1023.

[35] SEDOV (L.I.)
Methods of similarity and dimensionality in mechanics, Moscou 1957.

[36] FAUQUIGNON (C.), FLOUX (F.)
Modèle analytique développé au paragraphe III.3.1.
Hydrodynamic behaviour of solid deuterium under laser heating
Physics of Fluids, 13, (1970), p. 386.

[37] FLOUX (F.), COGNARD (D.), BOBIN (J.L.), DELOBEAU (F.), FAUQUIGNON (C.)
Reactions Nucléaires de fusion engendrées par un faisceau laser
C.R. Acad. Sc., t. 269, série B, octobre 1969, pp. 697-700.

[38] MULSER (P.)
Hydrogen plasma production by giant pulse lasers
Z. Naturforch. 25a, 1970, pp. 282-295.

[39] NEMCHINOV (I.V.)
Steady state motion of radiation heated vapors of a material in the presence of lateral speading flow
PMM, Vol. 31, n° 2, 1967, pp. 300-319.

[40] CARUSO (A.), CRATTON (R.)
Some properties of the plasmas produced by irradiating light solids by lasers.
Rapport interne du laboratoire des gaz ionisés de Frascati (Italie).
LGI 68/2 de juin 1968.

[41] BOBIN (J.L.), CANTO (C.), FLOUX (F.), GUYOT (D.), REUSS (J.) and VEYRIE (P.)
Gas breakdown with nanosecond pulses
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics, QE4, 11, novembre 1968, p. 923.

[42] PLANTEVIN (J.P.), GERVAT (A.), VEYRIE (P.)
Calcul de l'Equation d'Etat de l'hydrogène et méthode de vérification
IVe Conference internationale sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz, Paris, 8-13 juillet 1963.

[43] STRATTON (T.F.)
X-ray spectroscopy
Plasma diagnostic technics, R.H. HUDDLESTONE and S.L. LEONARD, chap. VIII, pp. 389-390.

[44] REUSS (J.)
Transfert d'énergie dans les expériences d'interaction laser deuterium solide.
Note CEA n° 1337 du 24 juin 1970.

[45] ZELDOVITCH (Ya. B.), RAIZER (Yu. P.)
Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena, Academic Press, New-York, Vol. II, chp. X, 1967, pp. 652-662.

[46] RICHTMYER (R.D.)
Difference method for initial value problems
Interscience publishers, INC. New York 1957, p. 210.

[47] FLOUX (F.), COGNARD (D.) and DE GIOVANNI (G.)
Time resolved temperature in solid deuterium laser produced plasmas,
9th International Conference on Phenomena in Ionized gases.
Bucarest 1-6 septembre 1969, p. 335.

[48] KROKHIN (O.N.)
International school of physics "Enrico Fermi"
Physics of high Energy Density, 14-26 juillet 1969, p. 34.

[49] BOBIN (J.L.)
Généralités sur l'interaction du rayonnement laser avec une cible solide.
L'onde Electrique, Vol. 50, Fasc. 7, juillet-août 1970, pp. 577-581.

[50] FLOUX (F.), COGNARD (D.), DENOEUD (L.G.), PIAR (G.), PARISOT (D.), BOBIN (J.L.)
DELOBEAU (F.) and FAUQUIGNON (C.)
Nuclear fusion reactions in solid deuterium laser produced plasmas
Phys. Rev., 1A, 3, 1970, pp. 821-824.

[51] SHEARER (J.W.)
Mechanisms for producing neutron emitting plasmas by subnanosecond pulse heating.
UCRL 72 028, Lawrence Radiation Laboratory, 30.9.1969.

[52] FLOUX (F.) et BILLEBIZE (A.)
Interaction laser-deuterium solide - Etude Numérique.
Rapport CEA-R-4148 de février 1971.

CHAPITRE IV

[1] ZELDOVITCH (Ya.B.) and RAIZER (Yu.P.)
Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena
Academic Press - New York, Vol. I, chapitre V (1966), p. 260.

[2] GRIEM (H.R.)
Plasma Spectroscopy
Mc Graw-Hill - New York 1964 - pp. 193-195.

[3] BASOV (N.G.) and KROKHIN (O.N.)
Soviet Phys. JETP 19, (1964), p. 123.

[4] BABUEL PEYRISSAC (J.P.), FAUQUIGNON (C.) and FLOUX (F.)
Phys. Letters, 30 A, (1969, p. 92.

[5] SHEARER (J.W.) and BARNES (W.S.)
Phys. Rev. Letters, 24, (1970), p. 92.

[6] MICHON (M.), GUILLET (H.), LE GOFF (D.) et REYNAUD (S.)
Journ. Scient. Inst. 40, 2 (1969) pp. 263-265.

[7] ROUILLARD (R.), HARTMANN et LECLERCQ (R.)
Travaux non encore publiés.

[8] DELMARE (C.), LAVIRON (E.), BACCHI (M.), ESCHARD (G.), POLLAERT (R.) et BLANCHET (M.)
L'onde Electrique, 48 (1968), pp. 421-434.

[9] SCHIRMANN (D.), GRELOT (P.), RABEAU (M.), et TONON (G.F.)
Etude interférométrique de l'expansion d'un plasma créé par laser.
Rapport CEA-R-4299 d'avril 1972.

[10] SHEARER (J.W.), MEAD (S.W.), PETRUZZI (J.), RAINER (F.), SWAIN (J.E.) and VIOLET (C.E.)
Phys. Rev. A.6, 2 (1972), pp. 764-769.

[11] YAMANAKA (C.)
Laser Interaction and Related Plasmas Phenomena.
Plenum Press - New York (1972) - pp. 480-494.

[12] BUCHL (K.), EIDMANN (K.), MULSER (P.), SALZMANN (H.), SIGEL (R.), WITKOWSKI (S.)
Investigation of laser produced plasma in the keV temperature range.
IVth conference on Plasma Physics and controlled nuclear fusion research.
MADISON, WISCONSIN, 17-23 june 1971, Paper CN-28 D-11
Egalement : rapport interne IPP GARCHING N° IV/9 de juin 1971.

[13] DELMARE (C.), LE GUEN (M.) et LAVIRON (E.)
Travaux non encore publiés.

[14] PIAR (G.)
Contribution Expérimentale aux Etudes d'Interaction rayonnement plasma.
Rapport CEA-R-4379, décembre 1972.

[15] FAURE (C.)
Tubes scellés générateurs impulsionnels de neutrons.
Acta Electronica, 13, 4 (1970) pp. 317-364.

[16] GAMOW (G.), and TELLER (E.)
Phys. Rev., 53 (1938), p. 608.

[17] VON ENGEL (A.) and GOODYEAR (C.E.)
Proc. Roy. Soc. A.264 (1969), p. 445.

[18] Les expériences de pinch θ telles que Scylla du laboratoire de LOS ALAMOS produisent des neutrons que dès 1958 l'on pensait être thermonucléaires. Mais il a fallu attendre 1967 pour que des expériences de diffusion THOMSON viennent confirmer en partie cette hypothèse.
S.A. RAMSDEN and al., Phys. Rev. Lett., 19 (1967) p; 688 .

[19] FLOUX (F.), BENARD (J.F.), COGNARD (D.) and SALERES (A.)
Nuclear DD reaction in solid deuterium laser created plasmas.
Laser interaction and related plasma phenomena - Vol. 2, Plenum Press., New-York (1972) pp. 409-431.

[20] FLOUX (F.)
Nuclear fusion by laser radiation.
Review Paper in Nuclear Fusion 11, (1971) pp. 635-647.

[21] Idem que référence 30 du chapitre III.

[22] ZAKHAROV (S.D.), KROKHIN (O.N.), KRIUKOV (D.N.) and TYURIN (E.L.)
JETP, Lett. 12, 1, (1970) pp. 36-38.

[23] Mêmes auteurs que 22
JETP Lett., 12, 2 (1970) pp. 92-93.

[24] SALERES (A.), COGNARD (D.) and FLOUX (F.)
Experimental studies on solid D_2 nanosecond powerful laser produced Plasma.
Vth European Conference on Controlled fusion and Plasma Physics
GRENOBLE 21/25 août 1972.

[25] GOBELI (G.W.), BUSHNELL (J.C.), PERCY (P.S.), JONES (E.D.)
Phys. Rev., 188, (1969), p. 300.

[26] MEAD (S.W.), KIDDER (R.E.) and SWAIN (J.E.)
Preliminary Measurements of X rays and neutron Emission from laser created plasmas.
Internal Report UCRL - 73356 - August 17, 1971.

[27] YAMANAKA (C.), YAMANAKA (T.), SASAKI (T.), YOSHIDA (K.), WAKI (M.) and KANG (H.)
Plasma Generation and Heating to Thermonuclear Temperature by plasmas.
A paraître dans le J.J.A.P.

[28] LUBIN (M.)
University of Rochester.
Communication privée.

[29] BASOV (N.G.), BOIKO (V.A.), ZAKHAROV (S.M.), KROKHIN (O.N.) and SKLISKOV (G.V.)
JETP Lett., 13, 12 (1971), pp. 489-491.

[30] SPITZER (L.)
Physique des gaz complètement ionisés.
Monographie Dunod, Paris 1959, p. 88.

[31] KIDDER (R.) and BARNES (W.S.)
WASER, A one dimensional two-temperatures hydrodynamic code.
Internal Report UCRL-50583 (1969).

[32] JONES (E.D.), GOBELI (G.), and OLSEN (J.N.)
Nanosecond and Picosecond laser irradiation of solid Targets.
Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 2,
Plenum Press, New-York (1972), pp. 469-480.

[33] WINTERBERG (F.)
Nuclear Fusion, 12 (1972), pp. 353-362.

CHAPITRE V

[1] HODGSON (R.T.)
Phys. Rev. Lett., 25 (1970) p. 494.

[2] GIRARDEAU-MONTAUT (J.P.), ROUNY (M.), HAMELIN (J.) et AVAN (L.)
C.R. Acad. Sc. 274 n° 9, série B, (1972), p. 607.

[3] BASOV (N.G.), DANILYCHEV (V.A.), POPOV (Yu.M.)
Soviet Phys. Lett. JETP, 12, (1970), p. 329.

[4] JAEGLE (P.), CARILLON (A.), DHEZ (P.), JAMELOT (G.), SUREAU (A.), CUKIER (M.)
Phys. Lett., 36A, n° 3 (1971) pp. 167-168.

[5] FLOUX (F.), COGNARD (D.), SALERES (A.)
Application of powerful lasers to the heating of matter
Exposé présenté au Symposium sur les lasers moléculaires de grande puissance.
Université LAVAL. Quebec 11-13 mai 1972.

[6] KROKHIN (O.N.)
High temperature and plasma phenomena induced by laser radiation,
Physics of high Energy Density. XLVIII Corso
Academic Press, New York 1971, pp. 278-305.

[7] TONON (G.F.)
Laser sources for multiply charged heavy ions.
IEEEE Transactions on Nuclear Science, NS, 19, n° 2, April 1972, pp. 172-183.

[8] PEREZ (A.), FAURE (C.)
Etudes des ions lourds multichargés produits par laser.
B.I.S.T., n° 160 de juin 1971, pp. 39-58.

[9] OGANESSIAN (Y.)
Couplage d'une source d'ions lourds multichargés avec un accélérateur.
B.I.S.T. n° 160 de juin 1971, pp. 17-22.

[10] CHABERT (A.), SARAZIN (A.)
Accélération des ions lourds.
B.I.S.T. n° 160 de juin 1971, pp. 11-16.

[11] TONON (G.F.)
Source d'ions multichargés utilisant le laser. Perspectives.
B.I.S.T. n° 160 de juin 1971, pp. 59-64.

[12] NUCKOLLS (J.), WOOD (L.), THIESSEN (A.), ZIMMERMAN (G.)
1. Laser compression of matter to super high densities
2. LASNIX, a general purpose laser fusion simulation code
3. Computer calculations of laser implosion of DT to super high densities
4. The super high density approach to laser fusion CTR.
Papers presented at the 7 th Quantum Electronics Conference in
Montreal, May 1972.

[13] NUCKOLLS (J.), WOOD (L.), THIESSEN (A.), ZIMMERMAN (G.)
Nature, 239, 15 septembre 1972, p. 139.

[14] BRUECKNER (K.A.)
- Laser Driven Fusion - KMSF -NDS avril 1972
- Laser Driven Fusion III - KMSF - UF4 - septembre 1972.

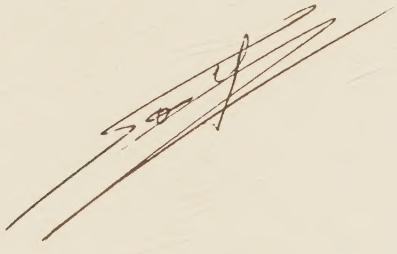
[15] ROSENBLUTH (M.)
Exposé à la Vème Conférence Européenne sur la Physique des Plasmas et la
Fusion Contrôlée
Grenoble, 21-25 août 1972.

[16] EMMETT (J.L.), MAC MAHON (J.M.), LETELLIER (J.P.), TRENHOLME (J.B.)
Generation of high energy subnanosecond pulses by solid state lasers,
Exposé présenté à la 7th Quantum Electronics Conference, Montreal,
7-11 mai 1972.

[17] BASOV (N.G.), IVANOV (Yu.S.), KROKHIN (O.N.), MIKHAILOV (Yu.A.), SKLISKOV (G.V.)
FEDOTOV (S.I.)
Neutron Generation in spherical irradiation of a target by high power radiation.
JETP, Lett., 15, n° 10, mai 1972, pp. 417-419.

Manuscrit reçu le 30 novembre 1973

Vu et permis d'imprimer

Grenoble, le

Le Président de l'Université Scientifique et Médicale